



# Le Calorimètre Électromagnétique d'ATLAS, Recherche d'une Nouvelle Physique au LHC

Remi Lafaye

## ► To cite this version:

Remi Lafaye. Le Calorimètre Électromagnétique d'ATLAS, Recherche d'une Nouvelle Physique au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2010. tel-00480505

**HAL Id: tel-00480505**

**<https://theses.hal.science/tel-00480505>**

Submitted on 4 May 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

# Le Calorimètre Électromagnétique d'ATLAS, Recherche d'une Nouvelle Physique au LHC

Remi LAFAYE

Habilitation soutenue le 22 mars 2010 devant la commission d'examen

MME.	Geneviève	BÉLANGER	rapporteur
M.	Gregorio	BERNARDI	rapporteur
MME.	Lucia	DI CIACCIO	
M.	Jean-Pierre	LEES	
MME.	Elzbieta	RICHTER-WAS	
M.	Guillaume	UNAL	rapporteur



In2p3



# Abstract

ATLAS is one of the four experiments operating at the Large Hadron Collider. It was conceived to discover the missing piece of the Standard Model of particle physics, the Higgs boson, and to unveil hints of new physics at the Teraelectron volt scale. The electromagnetic calorimeter, one of the major ATLAS subsystem, uses a liquid argon technology with an accordion geometry. This detector was tested, during construction, in a serie of beam tests and later, after its installation, with cosmic muons. The calorimeter physics performances, such as energy resolution, linearity and uniformity, have been studied.

If new physics is found at the LHC, the reconstruction of the underlying theory will be the next challenge. Using the example of the TeV-scale supersymmetric Lagrangian, we show how it is possible, thanks to the SFitter program, to study a high-dimensional likelihood map and extract parameter values and confidence levels. Secondary minima and correlations between the parameters are discussed.

# Keywords

LHC, ATLAS, calorimeter, liquid argon, SFitter, supersymmetry.

# Résumé

ATLAS, une des quatre expériences opérant auprès du Grand Collisionneur de Hadrons, est conçue pour découvrir la pièce manquante du Modèle Standard de la physique des particules, le boson de Higgs et pour rechercher des signes d'une nouvelle physique à l'échelle du Teraélectron-volt. Le calorimètre électromagnétique, un des sous-système majeur d'ATLAS, utilise une technologie argon liquide avec une géométrie en accordéon. Ce détecteur fut testé, pendant la phase de construction, lors d'une série de tests en faisceaux, puis, après son installation, à l'aide de muons cosmiques. Les performances du calorimètre, telles que résolution en énergie, linéarité et uniformité, furent étudiées.

Si une nouvelle physique est découverte au LHC, l'étape suivante sera de mettre en évidence les propriétés de la théorie sous-jacente. A partir de l'exemple du lagrangien supersymétrique à l'échelle du TeV, nous montrerons comment, grâce au programme SFitter, il est possible d'étudier un espace de vraisemblance de grande dimension et d'extraire les valeurs des paramètres de la théorie ainsi que leur domaine de vraisemblance. Nous discuterons en particulier la présence de maximums secondaires et les corrélations entre paramètres.

# Mots-clé

LHC, ATLAS, calorimètre, argon liquide, SFitter, supersymétrie.

*To write one must love, and to love one must understand.*

John Fante

## Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier les membres du jury d'avoir pris le temps nécessaire pour lire ce manuscrit et assister à l'exposé de mon travail. Je commencerai par mes rapporteurs, Geneviève Bélanger, experte en supersymétrie et matière noire, Gregorio Bernardi, caution totalement indépendante et indispensable et Guillaume Unal encyclopédie de l'argon liquide et de la physique avec ATLAS. Merci à Elzbieta qui fut la première personne à me pousser sur une analyse de physique dans ATLAS, à Lucia qui m'a soutenu dans cette entreprise et enfin merci à Sylvie de nous avoir prêter son Jean-Pierre.

Pendant ces 12 années dans ATLAS j'ai pu travailler avec de nombreuses personnalités que je tiens à remercier. Tout d'abord j'ai une pensée pour Gilles qui vient de nous quitter. Puis je cite dans l'ordre d'apparition, Nicolas, Pascal, Hisan, Robert Z, Andréa la cryo génie, Mohamed El Kacimi, Julie, Luc, Lionel, Olivier, Damien, Christophe, Filip, Sandrine, Fabien, le petit Mohamed, Alain, Michele, Pierre-Antoine, Mathieu, Olivier, Louis ainsi que tous les membres des groupes LAr que j'ai pu côtoyer. Merci pour tous ces échanges enrichissants sur la physique des particules et ses détecteurs, mais aussi sur bien des sujets divers. Je tiens aussi à remercier notre cheffe Isabelle qui a su me supporter tout au long de la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie aussi toute l'équipe SFitter avec qui j'ai beaucoup appris et en particulier Dirk et Tilman pour m'avoir demandé d'en faire partie. Cela n'aurait pas été possible sans mes chers collègues du LAPTh et tout spécialement l'équipe organisatrice des Houches.

Je remercie aussi Franck et Claire pour m'avoir offert un toit lorsque j'étais SDF, les Teckels pour toutes ces fois où nous avons batifolé dans l'eau et Julien pour son excellent soutien musical à la batterie.

Enfin je remercie Nina et Liv qui ont dû me supporter plusieurs week-end sans que je ne lève le nez du clavier. Clavier qui garde d'ailleurs des séquelles des expéditions punitives de la petite Liv.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>I Le Calorimètre Électromagnétique d'ATLAS</b>	<b>5</b>
<b>1 Contexte</b>	<b>6</b>
1.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons . . . . .	6
1.2 L'expérience ATLAS . . . . .	6
1.3 Conception du calorimètre électromagnétique tonneau . . . . .	9
1.4 Description du calorimètre électromagnétique tonneau . . . . .	11
1.5 L'électronique de lecture du calorimètre . . . . .	15
<b>2 Le Traitement des Données du Calorimètre</b>	<b>17</b>
2.1 Les cartes électroniques de traitement des données . . . . .	17
2.2 L'algorithme de traitement des données . . . . .	18
2.3 Le choix du DSP . . . . .	19
2.4 Précision et format des données . . . . .	22
2.5 Contributions personnelles . . . . .	25
<b>3 Construction et Étalonnage du Calorimètre Tonneau</b>	<b>27</b>
3.1 L'électronique froide . . . . .	28
3.2 Stabilité des piédestaux . . . . .	29
3.3 Étalonnage du calorimètre . . . . .	31
3.4 Contributions personnelles . . . . .	32
<b>4 Analyse des Données des Tests du Calorimètre Tonneau</b>	<b>34</b>
4.1 Résolution et linéarité de la réponse en énergie . . . . .	34
4.2 Uniformité de la réponse du détecteur aux électrons . . . . .	37
4.3 Étude de la réponse du calorimètre aux muons . . . . .	43
4.4 Alignement du calorimètre . . . . .	47
4.5 Contributions personnelles . . . . .	51

<b>II</b>	<b>Mesurer une Nouvelle Physique</b>	<b>53</b>
<b>5</b>	<b>Une Nouvelle Physique</b>	<b>54</b>
5.1	Une Nouvelle Physique au LHC . . . . .	54
5.2	La Supersymétrie . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Observer la Supersymétrie</b>	<b>58</b>
6.1	Un point de référence : SPS1a . . . . .	58
6.2	Le Higgs dans les cascades de désintégration . . . . .	59
6.3	Contributions personnelles . . . . .	64
<b>7</b>	<b>Mesurer une Nouvelle Physique avec SFitter</b>	<b>65</b>
7.1	Les chaînes de Markov . . . . .	66
7.2	Traitement des incertitudes . . . . .	67
7.3	Résultats pour SPS1a et MSUGRA . . . . .	69
7.4	Résultats pour SPS1a et MSSM . . . . .	72
7.5	Contributions personnelles . . . . .	76
	<b>Conclusions</b>	<b>79</b>
	<b>Publications et Références</b>	<b>81</b>
a	Publications avec comité de lecture . . . . .	81
b	Communications à des conférences . . . . .	82
c	Autres publications . . . . .	83
d	Références . . . . .	84

# Introduction

Ce mémoire résume une dizaine d'années de recherche en tant que membre de l'expérience ATLAS. La première partie s'articule autour de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. J'ai eu la chance de pouvoir participer à la construction et à l'installation du détecteur depuis l'assemblage des modules de séries en 1998, jusqu'à leur installation in-situ en 2006.

De nombreux tests ont ainsi rythmés les années : Tests d'assemblage, tests de câblage à chaud, à froid (88 K la température de l'argon liquide) tests en faisceaux du module de présérie, de quatre modules de série, puis tests en faisceaux combinant plusieurs sous-détecteurs et *commissioning* avec des muons cosmiques dans le puits d'ATLAS.

Cette première partie s'efforcera donc de résumer comment nous avons préparé le calorimètre à son avenir : reconstruire l'énergie des particules électromagnétiques dans ATLAS. Je commencerai par les développements sur l'électronique de traitement des données, puis je parlerai des paramètres de l'étalonnage et de la stabilité de ceux-ci. J'aborderai ensuite les qualités de la reconstruction en énergie du point de vue de la résolution de la linéarité et de l'uniformité de la réponse du détecteur à des électrons.

Enfin, ces quatre dernières années furent placées sous le signe des muons cosmiques et je conclurai cette partie par deux analyses réalisées avec ces données. La première de ces analyses, réalisée après deux ans de données et relativement peu de statistiques, fut la première à donner une idée de l'uniformité du calorimètre électromagnétique tonneau dans son ensemble. La deuxième analyse, pour laquelle une note interne est en préparation, est une première étape dans la mesure de l'alignement du calorimètre par rapport au détecteur de traces.

La deuxième partie de ce mémoire porte sur la découverte d'une nouvelle physique au LHC. Ce titre générique cache en fait deux sujets autour de la supersymétrie. Le premier sujet est une analyse faite à partir de données simulées, pour déterminer le potentiel de découverte d'ATLAS dans le cas d'un scénario supersymétrique. L'originalité de ce scénario est qu'un boson de



Higgs pourrait être produit dans des cascades de désintégration de particules supersymétriques et être découvert au LHC avant un Higgs produit par des processus standards.

Le dernier sujet de ce mémoire porte sur le projet *SFitter*. Ce projet a vu le jour lors d'un atelier de physique à l'échelle du TeV, aux Houches en juin 2003. Dirk Zerwas cherchait alors un expérimentateur pour l'aider à écrire ce code et pour en développer la partie de traitement des incertitudes.

Première partie

Le Calorimètre  
Électromagnétique d'ATLAS

# 1. Contexte

## 1.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons

Le Grand Collisionneur de Hadrons (Large Hadron Collider ou LHC) devait initialement fonctionner à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. Deux phases en luminosité devaient se succéder. Une première phase, dite basse luminosité, d'environ 3 ans, devait permettre de collecter  $30 \text{ fb}^{-1}$  avec une luminosité instantanée de  $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Elle devait être suivie par une phase à haute luminosité ( $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) pour collecter jusqu'à  $300 \text{ fb}^{-1}$ . À cette luminosité le nombre d'interactions par croisement est de 25 en moyenne, ce qui crée par effet d'empilement un bruit supplémentaire lors des analyses de physique.

Suite à l'incident du 19 septembre 2008 dans le secteur 34, il fut décidé au début de l'année 2010, que le LHC fonctionnerait à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse jusqu'à collecter  $1 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2011. À ce moment là le collisionneur sera arrêté pour une période d'un an, afin de procéder aux modifications nécessaires pour atteindre une énergie de 7 TeV par faisceau.

C'est dans ce contexte que le LHC a redémarré au mois de décembre 2009 pour effectuer ses premières collisions protons-protons, avec une énergie dans le centre de masse de 2.36 TeV, énergie encore jamais atteinte.

## 1.2 L'expérience ATLAS

ATLAS [a1][c1, c2], une des quatre expériences installées auprès du LHC, est conçue, en premier lieu pour découvrir la pièce manquante du Modèle Standard de la physique des particules, le boson de Higgs. Cette conception fait aussi d'ATLAS une expérience généraliste capable d'étudier en détail le Modèle Standard et d'observer les possibles signes d'une nouvelle physique.

ATLAS est composée, de l'intérieur vers l'extérieur, de détecteurs de traces, de calorimètres et d'un système de détection des muons. Les détecteurs de traces forment le détecteur interne (*Inner Detector* ou ID) et sont

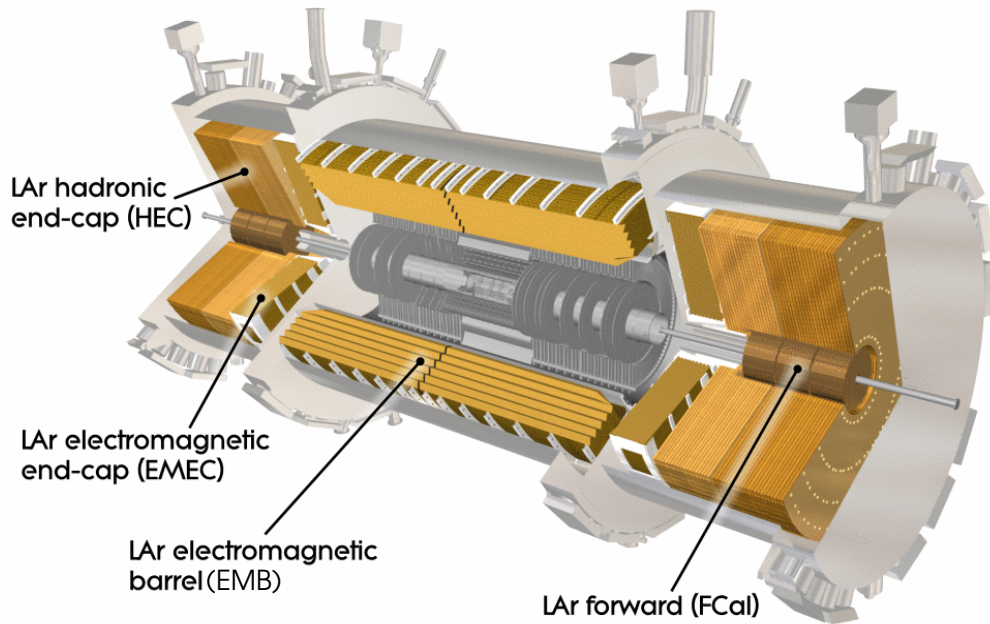


FIGURE 1.1 – Les quatre calorimètres à argon liquide de l’expérience ATLAS. Dans l’ordre de la légende en anglais, le calorimètre hadronique bouchon, le calorimètre électromagnétique bouchon, puis tonneau et le calorimètre avant.

basés sur trois technologies différentes, les pixels de silicium, les *micro-strips* de silicium et les tubes à dérives dits pailles. Ces trois détecteurs sont placés dans un champ magnétique de 2 T créé par un aimant solénoïde supraconducteur.

L’aimant supraconducteur est contenu dans le cryostat de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. Deux autres cryostats accueillent les parties bouchon du calorimètre électromagnétique et hadronique ainsi qu’un calorimètre avant, dédié aux particules de grande pseudo-rapacité<sup>1</sup>, voir figure 1.1. Ces calorimètres sont basés sur une technologie argon liquide à 88 K, sauf la partie tonneau du calorimètre hadronique qui utilise des fibres scintillantes.

Le calorimètre électromagnétique d’ATLAS est séparé en une partie ton-

---

1. La pseudo-rapacité est définie comme  $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$  où  $\theta$  est l’angle entre la direction de la particule et l’axe du faisceau.

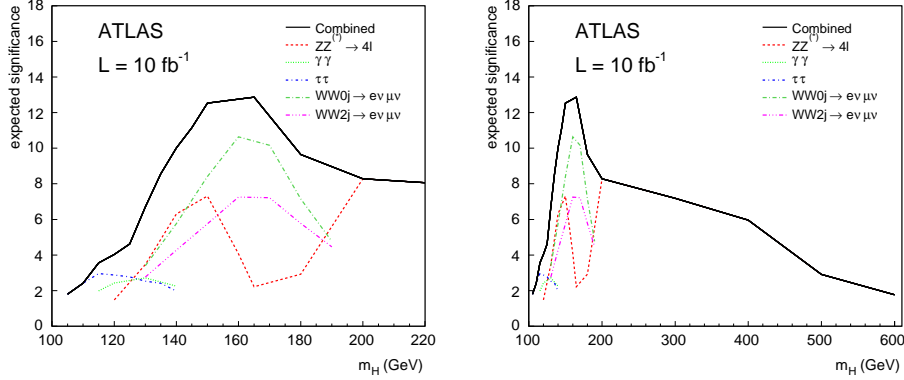


FIGURE 1.2 – Signification statistique médiane simulée pour l’expérience ATLAS, dans les principaux canaux de découverte du Higgs, pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$ . À gauche pour des masses de Higgs inférieure à 220 GeV et à droite jusqu’à 600 GeV.

Détecteur	Résolution requise	Couverture en $\eta$
Détecteurs de traces	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% \text{ } p_T \oplus 1\%$	$\pm 2.5$
Calorimètres (EM)	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$\pm 3.2$
Calorimètres (jets)		
bouchon et tonneau	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3.2$
avant	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% \text{ } p_T \text{ à } p_T = 1 \text{ TeV}$	$\pm 2.7$

TABLE 1.1 – Performances prévues dans le cahier des charges d’ATLAS pour les différents sous détecteurs.  $E$  et  $p_T$  sont données en GeV.

neau, pour des valeurs absolues de pseudo-rapidité jusqu’à 1.4 et deux parties bouchons jusqu’à 3.2. Dans les sections suivantes, bien que la plupart des descriptions ainsi que de nombreux résultats s’appliquent aussi aux parties bouchons, nous nous intéresserons plus particulièrement à la partie centrale du calorimètre.

La dernière couche de détection d’ATLAS est le spectromètre à muons, baignant dans un champ magnétique toroïdal. Les performances prévues par le cahier des charges des détecteurs d’ATLAS sont résumées dans la table 1.1. Ces performances sont principalement déterminées par les exigences de la découverte du boson de Higgs dans les principaux canaux de désintégrations. Le potentiel de découverte du Higgs dans ATLAS est rappelé figure 1.2.

## 1.3 Conception du calorimètre électromagnétique tonneau

Les considérations physiques citées ci dessus, nécessitent pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS de bonnes performances en termes de résolution en énergie, de linéarité et d'uniformité de la réponse. Ces points seront détaillés dans la section 4.

La fréquence de croisement des faisceaux de protons de 40MHz et la superposition des événements à haute luminosité (jusqu'à 20 par croisement) imposent des contraintes fortes sur le détecteur. Il doit avoir une bonne tenue aux radiations, une segmentation élevée pour limiter le taux d'occupation, une lecture rapide du signal et il doit être hermétique en profondeur jusqu'à plusieurs TeV.

Dans les années 1980, ces considérations ont conduit à choisir une technologie d'ionisation dans un liquide noble, comme candidate principale pour les calorimètres d'une expérience LHC. Ainsi, au début de l'année 1990 est créé la collaboration RD3 [d1] au CERN, dont le but est d'étudier un tel détecteur. Il fallait alors circonvénir la principale limitation de ces calorimètres, le temps de réponse de l'ordre de la microseconde, à comparer avec le temps de croisement de 25 ns du LHC.

Le temps de réponse est basé sur le temps de dérive des charges négatives dans le milieu sensible, soit 450 ns pour 2 mm d'argon liquide, avec un champ électrique de 2 kV [d2]. De plus, à l'époque les chambres d'ionisation étaient d'ordinaire placées perpendiculairement à la direction des particules incidentes, et l'épaisseur du milieu sensible était plus conséquente (de l'ordre de la dizaine de millimètres typiquement) pour limiter la complexité du câblage. Le temps de dérive typique était alors de plusieurs microsecondes.

Une première étape dans la résolution de ce problème est décrite dans les publications novatrices sur l'utilisation d'un circuit bipolaire de mise en forme [d3] permettant de réduire le temps de réponse. Le signal n'est plus alors reconstruit en intégrant la charge déposée, mais uniquement à partir de l'amplitude du courant initial. Le maximum de l'amplitude est en effet atteint après 1 nanoseconde, car le temps de formation des paires électrons ions est très rapide par rapport au temps de dérive. Le facteur limitant du temps de réponse devient alors le temps caractéristique du circuit, composé de la capacité de la cellule de détection, de l'inductance des câbles et de l'impédance de l'électronique de lecture.

Enfin, les considérations géométriques trouveront une solution élégante avec la forme en accordéon. Dans cette géométrie, les plaques d'absorbeur et les électrodes ne sont plus perpendiculaires aux particules incidentes, mais

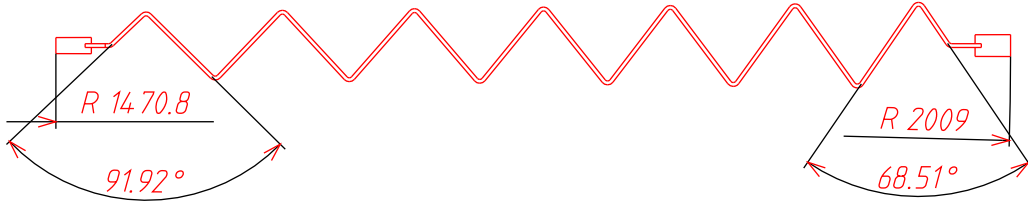


FIGURE 1.3 – Évolution de l'angle des plis des absorbeurs en fonction de la profondeur.

forment une vague selon la direction longitudinale et l'axe azimutal. Le signal peut alors être collecté à l'avant aussi bien qu'à l'arrière du détecteur. Tandis que la taille des cellules est définie par le dessin de l'électrode. Cette géométrie, permet en outre de surmonter une autre des limitations des calorimètres à ionisation, le câblage contraignant lorsque la densité de cellules augmente. Il devient alors possible de créer un calorimètre à réponse rapide, à fine granularité, sans zones mortes et avec une segmentation longitudinale.

Une des difficultés de la géométrie était de conserver une fraction d'échantillonnage constante, notamment en fonction de la profondeur. La solution la plus simple consiste à garder constantes les épaisseurs du milieu sensible (ici de l'argon liquide) et des absorbeurs. Ceci peut se faire en réduisant l'angle des plis de l'accordéon de 92 à 68.5° au fur et à mesure que le rayon augmente, voir figure 1.3.

Ces considérations mèneront rapidement à la construction d'un premier module prototype d'environ  $40 \times 30$  cm de section et de  $25 X_0$  de profondeur, testé en faisceau auprès du SPS au CERN, en juillet 1990 [d4]. Ces tests ont démontré la faisabilité d'un tel détecteur. Une série de tests de prototypes suivra [d5, d6, d7, d8, d9].

À partir de 1998 débute la construction du module de présérie du calorimètre électromagnétique tonneau, appelé *module 0*. La mise au point du calorimètre s'est poursuivie par plusieurs étapes de tests en faisceau du module de présérie, incluant l'étage de pré-échantillonnage [d10] entre 1998 et 2000 tout d'abord, puis de 4 des modules de série pour se terminer avec deux tests en faisceau combinant la plupart des sous-détecteurs d'ATLAS en 2004. En 2006, l'installation et la mise en route du calorimètre dans le puits d'ATLAS a débuté. Durant cette étape de nombreux tests de calibration ont été réalisés ainsi que l'étude de la réponse du calorimètre aux muons cosmiques. Les données de ces tests, sont à la base des résultats décrits plus bas dans les chapitres 2 et 4.

## 1.4 Description du calorimètre électromagnétique tonneau

La fonction principale d'un calorimètre électromagnétique est d'identifier les particules de type électromagnétiques (photons et électrons) le traversant et de mesurer l'énergie déposée par ces particules ainsi que la position dans l'espace de ces dépôts. En combinaison avec d'autres sous-détecteurs il contribue également à la reconstruction de l'énergie des jets et de l'énergie manquante [c3].

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage. La partie tonneau est faite d'un empilage de 1024 couches d'absorbeurs en plomb et d'électrodes en cuivre, séparées par 2.09 mm d'argon liquide. Le plomb et l'inox constituent le milieu absorbant où interagissent les particules électromagnétiques, tandis que les électrodes et l'argon liquide constituent la partie sensible du détecteur.

Les absorbeurs sont faits de plaques de plombs épaisses de 1.53 mm à  $|\eta| < 0.8$  (1.13 mm pour  $|\eta| > 0.8$ ) plaquées de chaque côté avec 0.2 mm d'acier inoxydable. Les électrodes sont faites d'un sandwich de 3 couches de cuivre séparées par des feuilles de polyimide. Ce sandwich est appelé Kapton. Les couches de cuivre extérieures sont reliées à la haute tension et la couche centrale transmet le signal par couplage capacitif. L'épaisseur d'argon liquide est fixée par des barreaux de G10 (un matériau composite fait de résine époxy renforcée de fibre de verre) et aidée par l'insertion d'espaceurs en forme de nid d'abeille. Un champ électrique de 2000 V est appliqué entre les électrodes et les absorbeurs et permet de faire dériver les électrons créés lors de l'ionisation de l'argon liquide par les particules de la gerbe.

Chaque demi-tonneau de la partie centrale du calorimètre est divisé en 16 modules qui une fois assemblés forment une roue sans aucune zone morte dans la direction azimutale. Le cryostat forme ainsi une couronne de 131.5 cm de rayon interne et 182.6 cm de rayon externe. Le calorimètre totalise 22 longueurs de radiation ( $X_0$ ) pour les électrons à  $\eta = 0$ . Ce qui correspond à  $7/9 \times 22$  longueurs de conversion ( $X_\gamma$ ) pour les photons et 1.22 longueurs d'interaction ( $\lambda$ ) pour les particules hadroniques. Le nombre de longueur de radiation augmente de 22 à 30 entre  $|\eta| = 0$  et  $|\eta| = 0.8$ , puis de 24 à 33 entre  $|\eta| = 0.8$  et  $|\eta| = 1.3$ , voir figure 1.5. Le calorimètre est segmenté en profondeur en 3 compartiments de, respectivement, 7, 18 et 4  $X_0$  (en moyenne) appelées *Strips*, *Middle* et *Back*.

Le compartiment des *Strips* a été conçu pour permettre de séparer les photons des désintégrations de  $\pi^0$  en deux photons. Le deuxième compartiment permet quant à lui de contenir l'essentiel de l'énergie des gerbes électroma-



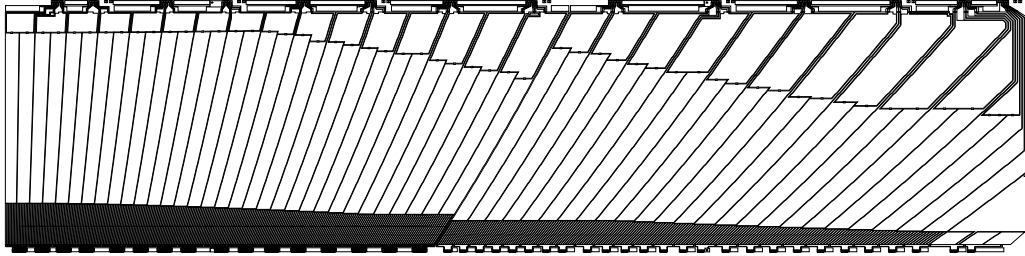


FIGURE 1.4 – Vue de la partie signal d’une électrode du calorimètre électromagnétique tonneau. En partant du bas on distingue les trois compartiments *Strips*, *Middle* et *Back*.

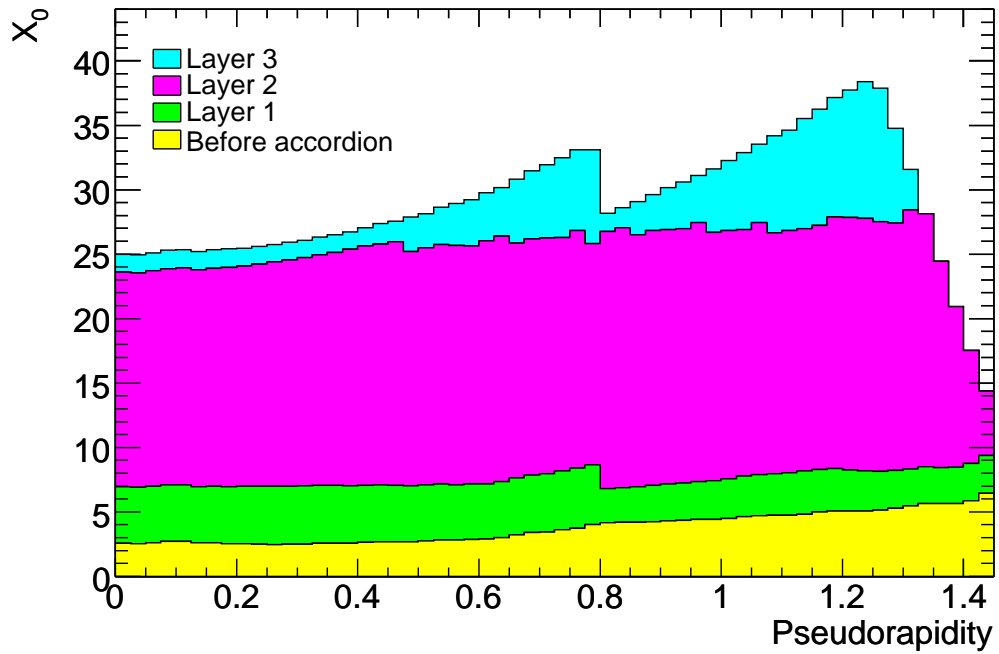


FIGURE 1.5 – Quantité de matière prévue en avant de l’accordéon et épaisseur cumulée de chaque compartiment en termes de longueur de radiation, pour le calorimètre électromagnétique tonneau.

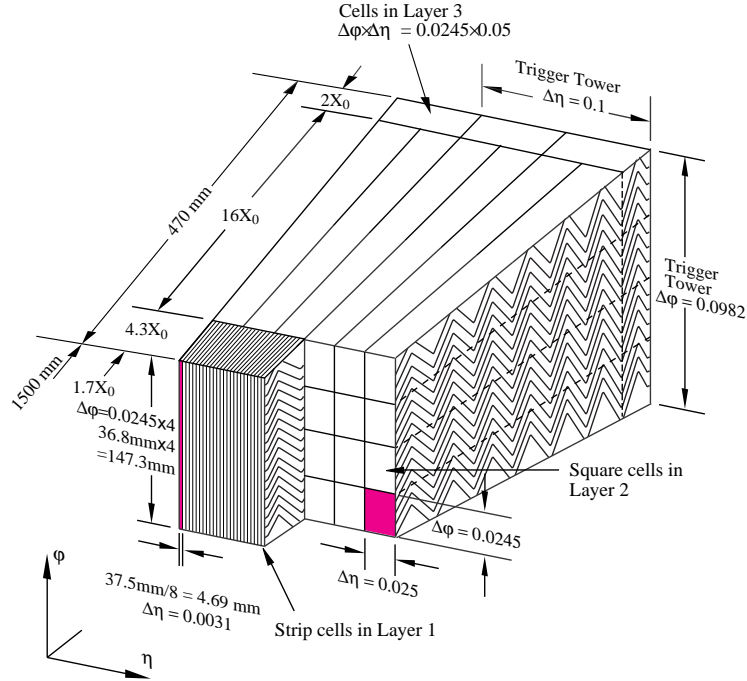


FIGURE 1.6 – Vue d’une tranche du calorimètre électromagnétique tonneau. L’accordéon se déplie en profondeur et selon l’axe azimutal  $\phi$ . En profondeur les 3 compartiments sont les *Strips* de petite taille selon  $\eta$ , le *Middle* qui recueille l’essentiel de l’énergie des électrons et des photons, puis le *Back*.

gnétiques et le troisième de reconstruire les gerbes de haute énergie ainsi que de différencier les dépôts hadroniques et électromagnétiques.

La taille latérale (en  $\eta$ , le long de l’axe  $z$ ) et longitudinale (en profondeur, selon le rayon) des cellules est déterminée par le dessin des électrodes, voir figure 1.4, tandis qu’en  $\phi$  (dans le plan  $x,y$ ) elle est obtenue en regroupant plusieurs électrodes (4 pour le *Middle* et le *Back* et 16 pour les *Strips*). La segmentation du calorimètre est résumée dans la table 1.2 et illustrée par la figure 1.6. Toutes les cellules sont projectives par rapport au point d’interaction. La quantité de matière en avant du calorimètre est d’environ  $2 X_0$ , voir figure 1.5. Pour une meilleure reconstruction des gerbes de particules initiées en avant du calorimètre, le calorimètre est complété par un étage de pré-échantillonnage (*presampler* ou *PS*) placé devant.

La technologie argon liquide a été choisie pour son excellente résistance aux radiations ainsi que sa réponse intrinsèquement linéaire. La géométrie

en accordéon, permet quant à elle une plus fine granularité ainsi qu'une meilleure herméticité, les câbles des signaux et de l'alimentation en haute tension étant disposés sur les faces avant et arrière du détecteur. De plus elle réduit la longueur des pistes de transport du signal sur les électrodes et donc l'inductance en résultant, ce qui permet d'avoir un signal plus rapide, compatible avec la fréquence de croisement des paquets de 40 MHz au LHC.

La résolution relative sur la mesure de l'énergie de particules de type électromagnétique est dominée à basse énergie par les fluctuations du nombre de particules secondaires produites dans la gerbe et détectées, c'est le terme stochastique. À très basse énergie c'est le bruit de l'électronique du système qui limite la mesure. La résolution absolue dépendra donc de la dispersion du bruit. À haute énergie ces deux termes deviennent négligeables devant les effets systématiques du système. Ceux-ci sont liés principalement aux non-uniformités du détecteur et de la reconstruction de l'énergie. La résolution en énergie est traditionnellement décrite par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

où  $a$  est le coefficient stochastique,  $b$  est le terme de bruit et  $c$  le terme constant.

Pour pouvoir découvrir un boson de Higgs se désintégrant en deux photons ou en quatre électrons, dans une fenêtre de masse de 90 à 180 GeV, les calorimètres d'ATLAS doivent être capables de reconstruire la masse invariante du Higgs avec une précision de 1% ou mieux. En termes de résolution sur les dépôts d'énergie cela correspond à un terme stochastique de l'ordre de  $10\%/\sqrt{E}$  et un terme constant inférieur à 1%.

Compartiment	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	$X_0$
<i>PS</i>	0.025	$2\pi/64$	0.08 à 0.15
<i>Strips</i>	0.025/8	$2\pi/64$	2.5 à 4.5
<i>Middle</i>	0.025	$2\pi/256$	16.5 à 19
<i>Back</i>	0.050	$2\pi/256$	1.4 à 7

TABLE 1.2 – Segmentation en pseudo-rapacité ( $\eta$ ) selon l'angle azimutal ( $\phi$ ) et profondeur en longueur de radiation ( $X_0$ ) des différents compartiments de la partie tonneau du calorimètre.

## 1.5 L'électronique de lecture du calorimètre

L'environnement du LHC impose des contraintes fortes sur les technologies employées pour réaliser l'électronique de lecture des sous-détecteurs d'ATLAS. De plus, la fréquence des interactions doit être réduite, tout au long de la chaîne de lecture, par un système de déclenchement par palier (*trigger*) jusqu'à atteindre une fréquence acceptable par le système d'enregistrement des données. Il s'agit de passer de 40 MHz à typiquement quelques centaines de Hertz.

Pour une cellule du calorimètre, le signal d'ionisation venant des différentes électrodes est tout d'abord collecté par des cartes sommatriques puis distribué par les cartes mères, voir figure 1.7. Cartes sommatriques et cartes mères constituent l'électronique froide et sont situées à l'arrière, pour les cellules du *Middle* et du *Back* et à l'avant du détecteur, pour les cellules des *Strips*. Des câbles en *Kapton* relient ensuite les cartes mères aux traversées étanches du cryostat. Du côté chaud des traversées étanches, sont placées les cartes de lecture (*Front End Board* ou FEB) où le signal est amplifié, mis en forme, échantillonné, stocké en attente d'un ordre de déclenchement de niveau 1, puis numérisé. A la sortie des cartes FEB le signal est sous forme numérique, il est constitué typiquement de 5 à 7 échantillons du signal pris à des intervalles de 25 ns.

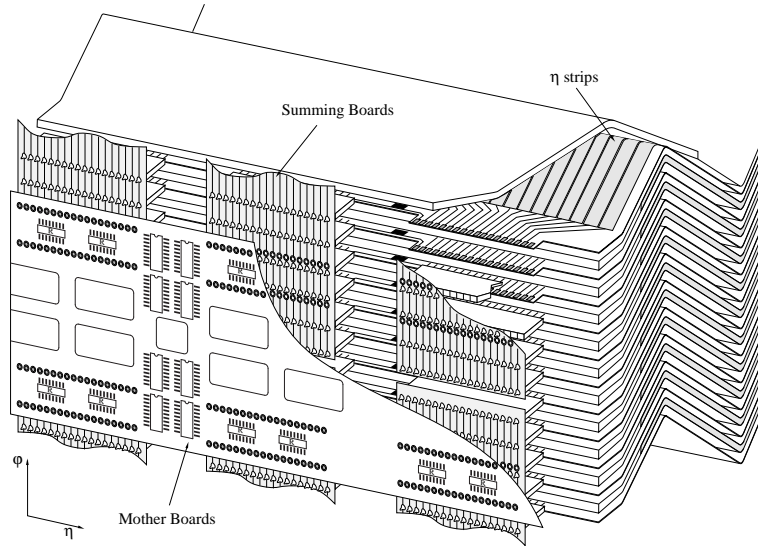


FIGURE 1.7 – Vue de la face avant du calorimètre électromagnétique tonneau. Les cartes sommatriques groupent le signal de plusieurs électrodes sur une même voie des cartes mères.

Les ADC utilisés dans les FEB travaillent sur 12 bits. Pour pouvoir couvrir toute la gamme en énergie on place en avant des ADC un système de sélection de gain. Trois gains possibles multiplient le signal respectivement par un facteur 93, 9.3 et 1 et sont appelés *High*, *Medium* et *Low*. Le gain transmis est le plus haut possible contenant le signal sans saturation.

Le signal transite ensuite à travers des fibres optiques jusqu'aux cartes de traitement (*Read Out Drivers* ou ROD) qui, à partir des échantillons, calculent l'énergie, le décalage en temps et la qualité de la forme du signal. Chaque ROD peut être connectée à 8 FEB et traite le signal de 1024 cellules. Les résultats sont ensuite envoyés à travers des fibres optiques vers des mémoires tampons (*Read Out Buffers* ou ROB) embarquées sur des ordinateurs où ils sont analysés par le filtre d'événements d'ATLAS pour être enregistrés.

## 2. Le Traitement des Données du Calorimètre

Les calorimètres argon liquide d'ATLAS totalisent environ 182000 canaux de lecture, dont 170000 pour la partie électromagnétique. Un système de déclenchement permet de sélectionner les événements intéressants et ainsi, de réduire la bande passante et le nombre d'événements sauvegardés. Il est découpé en trois niveaux. Le premier niveau déclenche la transmission des signaux des FEB vers l'électronique de traitement et réduit le taux à un maximum de 75 kHz.

Cette réduction est cependant insuffisante compte tenu de la quantité de données à stocker. D'autre part le dernier système de déclenchement (appelé déclenchement de haut niveau) a besoin d'accéder rapidement à des quantités précalculées (comme l'énergie des cellules) pour pouvoir prendre ses décisions.

Le rôle de l'électronique de traitement des données est de réduire la quantité de données transférées pour chaque événement et dans le même temps de transformer l'information brute en information de plus haut niveau directement utilisable par les algorithmes d'analyse du système de déclenchement.

### 2.1 Les cartes électroniques de traitement des données

Les cartes électroniques de traitement (ROD) [a2, a3][c4] transforment les données brutes selon le mode d'acquisition : événements de collisions (physique) déclenchement aléatoire (piédestal) ou signal d'étalonnage (*calibration*). Parmi ces trois modes de fonctionnement, le mode physique est celui qui impose le plus de contraintes sur l'électronique et ses logiciels en ligne, puisqu'ils doivent être capables de supporter une cadence de déclenchement jusqu'à 1 événement toutes les  $13.3 \mu\text{s}$  (75 kHz). Tandis que lors des prises de données d'étalonnage, la fréquence n'est que de l'ordre d'1 kHz.

Ces cartes sont reliées aux FEB par des fibres optiques de 70 m de long et

sont situées dans la salle de comptage USA15, loin de la zone d'interaction. Il est alors possible d'utiliser des composants électroniques standards, souvent plus performants et moins coûteux.

Un module ROD est composé d'une carte mère et de 4 cartes filles embarquant chacune 2 processeurs de signaux (*Digital Signal Processor* ou DSP). Chaque DSP traite l'information des 128 canaux d'une FEB. Pour cela il est assisté en entrée d'un circuit logique programmable (de type *Field-Programmable Gate Array* ou FPGA) appelé *InFPGA* et en sortie d'une mémoire tampon de type *First In, First Out*.

Le rôle du InFPGA est de mettre en forme les données provenant de la FEB (dans une mémoire double port de 32 kilobits en accès aléatoire) pour faciliter le travail du DSP et de vérifier la cohérence des données en cas de corruption par radiation (*Single Event Upset* ou SEU). Entre autres sont vérifiés les bits de parité pour chaque mot de 16 bits de donnée, l'identité des gains des différents échantillons d'un même canal, ainsi que la cohérence des blocs d'entête et de terminaison des événements.

## 2.2 L'algorithme de traitement des données

En mode physique, le rôle principal de l'électronique de traitement est d'appliquer l'algorithme de filtrage optimal [d11, d12] sur les échantillons du signal. Cet algorithme est particulièrement adapté pour réduire le bruit d'empilement dû à la superposition des événements lorsque le LHC fonctionne à haute luminosité. Le nombre d'échantillons est typiquement de 5 à 7 lors de collisions protons-protons au LHC. À partir de ces échantillons on reconstruit l'amplitude ( $E$  en MeV) du signal ainsi que son décalage en temps ( $\tau$ ) tout en diminuant le bruit électronique et d'empilement. Le niveau de bruit est réduit car on combine l'information sur les échantillons disponibles et les coefficients de filtrage optimal tiennent compte de la matrice d'autocorrélation du bruit. Il est ainsi possible de réduire la quantité de données à transférer et donc à enregistrer, d'un facteur deux. Le calcul principal à effectuer par l'électronique en ligne se réduit à deux sommes pondérées par canal :

$$E = \sum_{i=1}^N a_i \cdot (s_i - p) \quad (2.1)$$

et

$$\tau = \frac{1}{E} \cdot \sum_{i=1}^N b_i \cdot (s_i - p) \quad (2.2)$$

où  $p$  désigne la valeur du piédestal pour le canal considéré,  $N$  est le nombre d'échantillons, les  $s_i$  sont les échantillons du signal et les  $a_i$ ,  $b_i$  sont les coeffi-

cients de filtrage optimal, calculés en fonction du gain, à partir de la matrice de bruit et de la forme du signal attendu.

En plus de l'énergie et du temps, on calcule un facteur de qualité du signal, en utilisant une formule de  $\chi^2$  dont on néglige les termes de corrélation :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (s_i - p - E \cdot g_i)^2 \quad (2.3)$$

où les  $g_i$  décrivent la forme attendue du signal.

L'erreur sur  $\tau$  étant inversement proportionnelle à  $E$ , on ne calcule le temps et le facteur de qualité que pour les événements dépassant un seuil donné en énergie, fixé à 3 sigmas (configurable) du bruit. Le taux de cellules pour lequel l'énergie doit être calculée est estimé à 10%. Pour ces cellules énergétiques on conserve les échantillons bruts afin de permettre un traitement hors ligne plus raffiné.

## 2.3 Le choix du DSP

La contrainte principale sur les algorithmes utilisés dans les ROD est le temps minimum séparant deux événements au premier niveau de déclenchement, soit  $13.3 \mu s$  (à 75 kHz). Pendant ce laps de temps, le DSP doit pouvoir reconstruire l'énergie, le temps et un facteur de qualité pour 128 canaux. Il doit en plus être capable de détecter des erreurs éventuelles et de faire des histogrammes des valeurs qui ne seront plus disponibles aux niveaux supérieurs de l'acquisition.

Pour pouvoir traiter l'information pendant ce court laps de temps il est nécessaire d'utiliser des DSP haut de gamme. Plusieurs modèles furent testés entre les années 1998 et 2001, afin d'évaluer leur possibilité en tant qu'unité de calcul principale sur les cartes ROD.

Le premier DSP étudié fut le HammerHead ADSP21160 d'Analog Device, fonctionnant à 100 MHz et dont l'avantage est de pouvoir traiter les données en virgule flottante au format 32 bits. Il est constitué de deux unités de calcul capable d'effectuer chacune une même opération sur des données différentes (*Single Instruction Multiple Data* ou SIMD) ce qui s'adapte facilement au cas d'un traitement identique sur un nombre pair de canaux.

Nous avons aussi évalué les possibilités du DSP MSC8101 de Motorola, ayant potentiellement 4 cœurs de calcul à sa disposition. Toutefois les modèles disponibles à l'époque ne comprenaient qu'un seul cœur. Chaque cœur, composé de 4 unités de calcul entier et 2 unités d'adressage, comporte 32 registres 32 bits et fonctionne à 300 MHz. Chacune des 6 unités peut à chaque



cycle, effectuer une instruction différente, s'exécutant sur des données indépendantes contrairement au DSP précédent.

Le troisième DSP considéré était le TMS320C6203, de type C62x, de Texas Instruments, testé par les laboratoires de Marseille et de Nevis. Ce DSP possède une fréquence de fonctionnement de 300 MHz et son cœur est constitué de 8 unités de calcul spécialisées. Ce DSP est basé sur une architecture *Very Long Instruction Word* (VLIW) de 256 bits permettant de réaliser une opération différente sur chacune des 8 unités de calcul à chaque cycle d'horloge. Les unités de calcul sont spécialisées et se répartissent en deux unités d'adressage, deux unités de multiplication, deux unités de décalage et d'addition et deux unités d'addition. Autres avantages pour le traitement des données, ce DSP dispose de 64 registres, soit le double des autres DSP testés et d'instructions de type "produit scalaire" permettant d'effectuer deux multiplications et une addition en une seule opération.

	ADSP21160	MSC8101	C62x
Fréquence de fonctionnement (MHz)	100	300	300
Nombre de cycles de préparation	42	-	64
Nombre de cycles pour traiter un canal	$6.25 + 92 \times 10\%^{\dagger}$	17	13
Temps de traitement pour 128 canaux ( $\mu$ s)	19.4	7.25	5.8

TABLE 2.1 – Vitesse d'exécution de l'algorithme de calcul de l'énergie, du décalage en temps et de la qualité du signal, obtenue avec les 3 DSP testés.

$\dagger$  : Pour l'ADSP21160 le temps et la qualité n'étaient calculés que pour les 10% des cellules plus énergétiques. Pour les autres DSP, les calculs du temps et de la qualité étaient effectués pour toutes les cellules, mais n'étaient transmis que pour les mêmes 10% plus énergétiques.

A la fin de l'année 2001, suite aux résultats résumés dans le tableau 2.1, le choix du DSP des cartes ROD s'est définitivement porté sur le modèle TMS320C6414GLZ [d13, d14] de type C64x, successeur du C62x. Avec ces 720 MHz de fréquence d'horloge ce DSP permet d'exécuter jusqu'à 5.7 milliard d'opérations par seconde.

Les développements se sont alors poursuivis autour de ce nouveau DSP. La

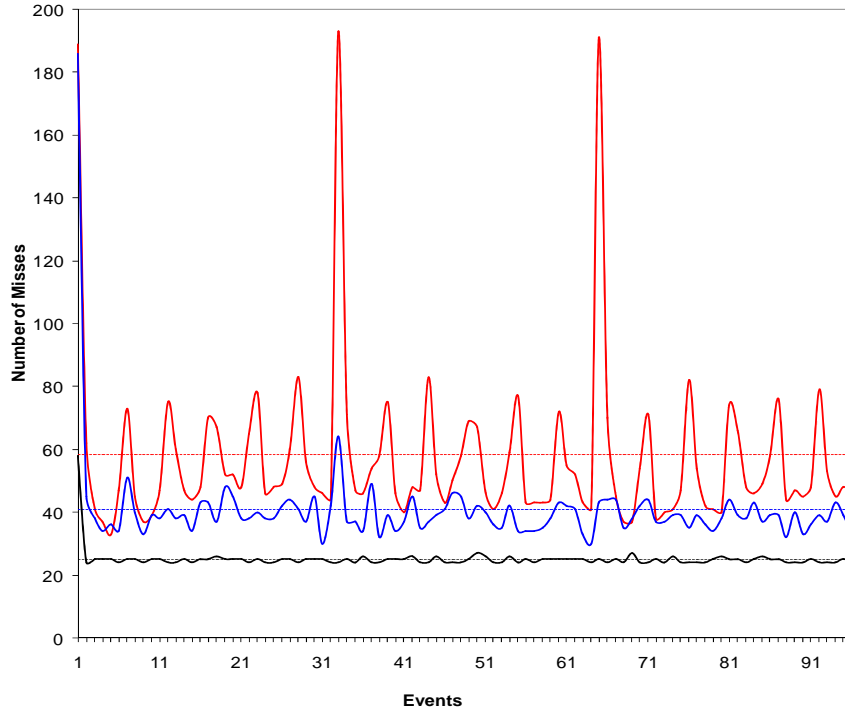


FIGURE 2.1 – Nombre de *miss* en fonction du numéro d'événement pour trois scénarios possibles. En noir, avec une moyenne de 20 *misses*, le cas quasi-idéal où toutes les cellules sont en gain *High*. Les coefficients d'étalonnage sont dans la mémoire cache avec une allocation de mémoire alignée, seul l'accès aux données génère des *miss*. En bleu, avec 40 *misses* en moyenne, les coefficients pour le gain *High* sont dans le cache, mais 10% des cellules sont dans un gain différent. En rouge, l'allocation de mémoire par défaut est utilisée et le nombre moyen de *misses* est de 60. Le pic au premier événement correspond au chargement des coefficients des 128 cellules dans le cache.

fréquence d'horloge de 720 MHz ne concerne que le cœur et la mémoire cache. La taille de cette mémoire est limitée (16 Ko) et à chaque fois que le code accède des données qui ne sont pas disponibles dans le cache, ceci implique un délai supplémentaire lors de l'accès à la mémoire de niveau 2, qui fonctionne à 120 MHz. Pour désigner un événement de ce type on parlera de *miss* et *stall* pour le délai qui en découle. Un *miss* engendre en général 6 cycles de *stall*, mais lors d'accès en mémoire séquentiels ce nombre peut descendre jusqu'à 1. Nous avons donc étudié l'impact de ce délai et les moyens de le réduire. Ceci se fait en deux étapes. Tout d'abord on groupe les accès mémoire afin de faire baisser le nombre de *stalls* par *miss*. Ensuite on aligne les blocs mémoire des

C64x code	Assembleur (1)	C (1) 2002	Assembleur (2)	C (2) 2005
Nombre de cycles de préparation	0	0	129	0
Nombre de cycles pour traiter un canal	8	75	4 +10 × 10%	19 +29 × 10%
Temps de calcul pour 128 canaux ( $\mu$ s)	1.4	13.3	1.1	5.2

TABLE 2.2 – Vitesse d’exécution de l’algorithme de calcul de l’énergie, du décalage en temps et de la qualité du signal, obtenue avec les différents code testés sur le DSP C64x à 720 MHz. (1) En calculant l’énergie le temps et le  $\chi^2$  pour tous les canaux. (2) En calculant l’énergie pour tous les canaux et le temps et le  $\chi^2$  pour les 10% des canaux les plus énergétiques. Entre 2002 et 2005 l’optimisation du code C a permis de gagner un facteur 2 sur le temps d’exécution.

coefficients et des données sur la taille du cache, de manière à minimiser les accès problématiques, voir figure 2.1. Dans un deuxième temps, nous avons étudié la possibilité de faire des histogrammes pour le contrôle de la qualité des données dans le temps imparti de 10  $\mu$ s. Puis, les progrès réalisés sur l’optimisation du code, l’augmentation de la fréquence de fonctionnement des DSP le fait de ne calculer le temps et le  $\chi^2$  que pour 10% des cellules, ont rendu possible l’utilisation d’un code en C. La perte de performance relative est alors sensible, de 1.1 à 4.2  $\mu$ s, voir tableau 2.2 et figure 2.2, mais faible comparée au temps maximum de 13.3  $\mu$ s. Le gain de temps en termes de maintenance et d’évolution du code est lui incontestable.

## 2.4 Précision et format des données

Comme nous l’avons vu précédemment, un des rôles du DSP est de réduire la taille des données transférées, tout en facilitant la tâche des algorithmes de déclenchement de niveau supérieur. C’est donc en collaboration avec les personnes en charge du système de déclenchement de haut niveau que nous avons défini le format de sortie des données [c5].

L’énergie calculée par le DSP est codée selon 14 bits de mantisse, 2 bits pour la gamme ( $1, 2^3, 2^6$  ou  $2^9$  MeV) et 1 pour le signe. Ceci permet de conserver une précision suffisante tout en minimisant la taille des données.

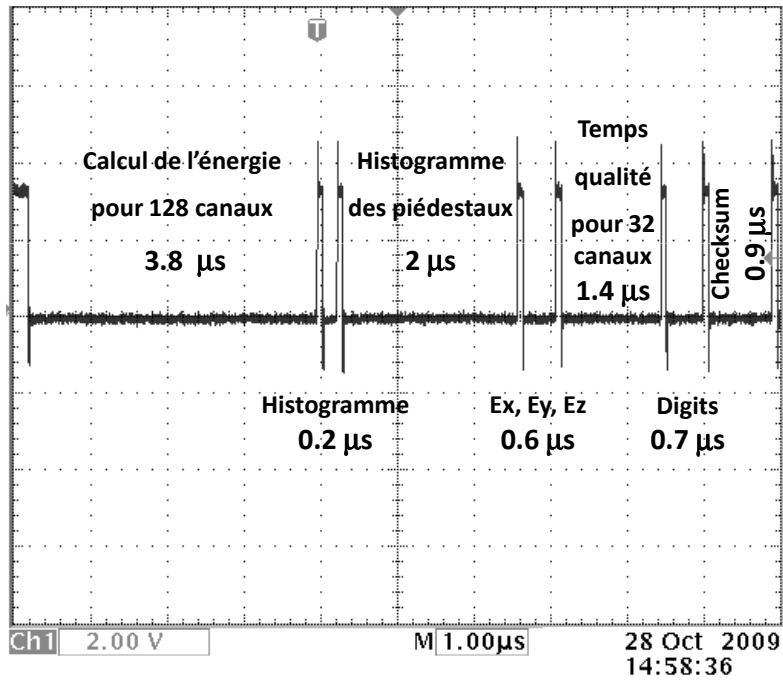


FIGURE 2.2 – Copie d’écran d’un oscilloscope branché sur une broche de test du DSP. A la fin de chacune des parties de l’algorithme de traitement, le DSP envoie une impulsion sur une broche de sortie. Le temps mesuré ici tient compte des cycles de calculs et des cycles de *stall*.

Pour un décodage rapide des énergies, celles-ci sont groupées dans un bloc de taille fixe simplifiant le calcul des adresses.

Le décalage en temps et la qualité du signal, n’étant calculés que pour les cellules au dessus d’un certain seuil en énergie (typiquement moins de 10% des cellules) leur codage est moins critique. Le temps est ainsi stocké sur un entier signé de 16 bits, dont le LSB vaut 10 ps. La qualité est stockée sur un entier non signé de 16 bits. Il faut ajouter à ces quantités les échantillons bruts du signal qui sont transmis pour les cellules de haute énergie.

Le DSP des ROD n’étant pas conçu pour effectuer des calculs en virgule flottante, tous les coefficients des formules 2.1, 2.2 et 2.3 doivent être convertis en nombre entiers. Pour conserver la précision maximale ils doivent être multipliés par un facteur d’échelle. Ce facteur d’échelle est déterminé par le coefficient le plus grand. Les coefficients  $a_i$ ,  $b_i$  et  $g_i$  sont stockés dans des entiers signés de 16 bits et les piédestaux dans des entiers signés de 32 bits.

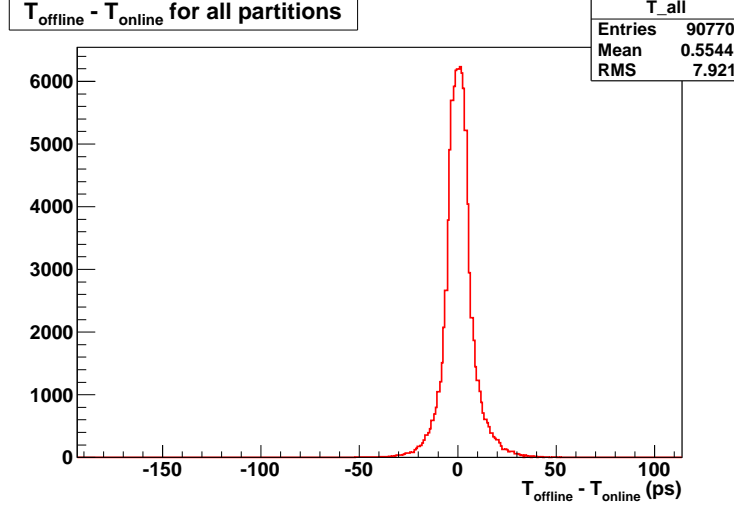


FIGURE 2.3 – Précision du calcul du temps en picosecondes dans le DSP pendant les prises de données de décembre 2009. Distribution de la différence entre le temps  $T_{online}$  calculé dans le DSP et le temps  $T_{offline}$  recalculé hors-ligne avec la précision maximale.

Ainsi le calcul de l'énergie devient :

$$E = \frac{1}{2^n} \left( \sum_{i=1}^N \bar{a}_i \cdot s_i - P_a \right) \quad (2.4)$$

où toutes les variables sont des entiers et :

$$P_a = \sum_{i=1}^N (\bar{a}_i \cdot p) \quad \text{et} \quad \bar{a}_i = a_i \cdot 2^n$$

Pour obtenir la précision la meilleure on arrondit les coefficients  $\bar{a}_i$  à l'entier le plus proche non pas un par un, mais de manière à minimiser  $\sum_{i=1}^N (\bar{a}_i - a_i)$ . La même chose est faite pour les  $\bar{b}_i$  et  $\bar{g}_i$ . Le dernier problème vient du calcul du temps, car le DSP n'a pas d'instruction pour faire une division, autre qu'avec un dénominateur en puissance de 2. La division par l'énergie est donc faite à l'aide d'une table de correspondance comportant  $2^{12}$  entrées. Ce nombre d'entrée est suffisant pour obtenir une précision des calculs de 8 ps de moyenne quadratique, voir figure 2.3.

La précision des calculs du DSP est comparée aux résultats obtenus avec un programme utilisant la précision maximale disponible. À partir de cette analyse sont définis des seuils de précision attendus [c6]. Ces seuils et les graphiques correspondant (voir figure 2.4) sont intégrés au logiciel de contrôle du calorimètre [c7] afin de pouvoir générer une alerte en cas de problème pendant les prises de données dans ATLAS.

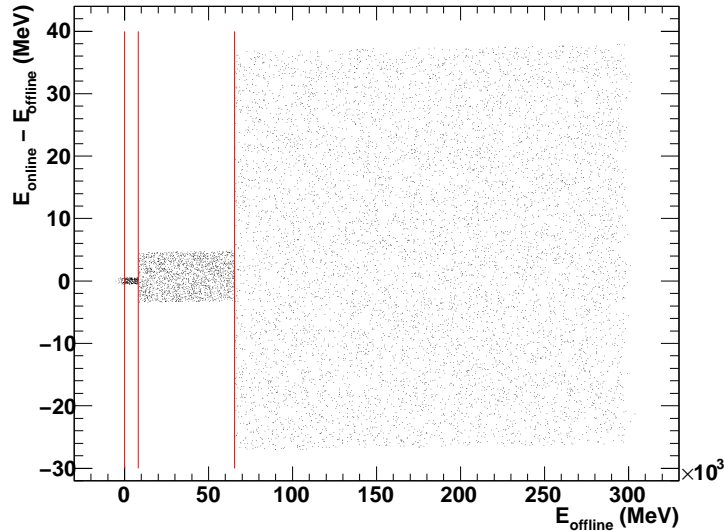


FIGURE 2.4 – Précision du calcul simulé de l'énergie par le DSP. Sur l'axe des ordonnées la différence entre énergies reconstruites en-ligne et hors-ligne en fonction de l'énergie. Les trois différentes zones de précision ( $\pm 0.5$ ,  $\pm 4$  et  $\pm 32$  MeV) correspondent aux trois premières gammes du codage de l'énergie (1, 8 et 64 MeV).

## 2.5 Contributions personnelles

J'ai participé au développement des cartes ROD, écrivant et optimisant des codes sur trois DSP différents et interagissant avec les électroniciens du groupe pour tester les cartes et programmer les FPGA. Aujourd'hui encore, le groupe du LAPP est responsable du code de traitement en-ligne de toutes les données des calorimètres à argon liquide d'ATLAS. Avec le soutien essentiel d'Alain Bazan (qui a commencé sur le code DSP en 2005) nous adaptons le code selon les besoins. Je suis en outre chargé de maintenir le code de transformation des coefficients de la base de donnée en des nombres entiers, sans perte de précision.

En 2004, lors des tests en faisceaux combinés, j'ai commencé à développer le code hors-ligne de décodage de ces données et j'en suis aujourd'hui encore le responsable. Dans ce cadre, j'ai redéfini le format de sortie des données en accord avec les personnes en charge du déclenchement de haut niveau afin d'optimiser le temps d'accès aux données de leurs algorithmes.

Lors de la mise en route du détecteur, j'ai développé avec Mathieu Auroseau le code de surveillance en ligne des calculs du DSP. J'ai aussi écrit

des outils de simulation hors-ligne afin de reproduire au mieux les calculs du DSP instruction par instruction. Grâce à cette simulation nous avons pu comprendre et corriger les problèmes au fur et à mesure de leur apparition.

C'est cette version du logiciel du DSP qui tourne actuellement sur les DSP des cartes de traitement de tous les calorimètres argon liquide d'ATLAS. Le calorimètre hadronique tonneau utilise quant à lui les mêmes cartes de traitement mais avec un code différent.

### 3. Construction et Étalonnage du Calorimètre Tonneau

Pour valider la production des modules du calorimètre et obtenir les paramètres nécessaires à la reconstruction des données de physique, la collaboration argon liquide a mis en place plusieurs tests, lors de l'assemblage, puis en faisceaux et in-situ, entre 1998 et la mise en route d'ATLAS.

La chaîne d'assemblage [a4][d15] fut validée lors de la construction et des tests des modules de présérie [a5, a6] en 1998. Le contrôle de la qualité et la reproductibilité des différentes étapes de l'assemblage étaient d'autant plus importants que seule une partie des modules de série allait être testée en faisceau. La précision de construction de la partie mécanique du détecteur a en effet un impact direct sur le terme constant de la résolution en énergie. La non-uniformité de l'épaisseur de plomb contribue pour 0.19%. Celle de l'absorbeur dans son ensemble, liée à l'espacement entre deux plaques de plomb, contribue pour 0.07%. Enfin l'épaisseur entre deux absorbeurs contribue pour 0.16%. Le terme constant global ne doit pas dépasser 0.7% selon les spécifications du calorimètre.

Pendant la phase de production, sur les 32 modules du tonneau 4 furent soumis à des tests en faisceau. Les buts de ces tests étaient de vérifier les performances du calorimètre, de contrôler la qualité de production des modules et de mettre en application la chaîne complète de reconstruction de l'énergie depuis l'électronique de lecture (qui n'incluait alors pas les *Read Out Drivers* et donc pas la reconstruction en ligne de l'énergie) jusqu'à l'application des coefficients de filtrage optimal. Ces tests ont aussi permis de valider la simulation Monte-Carlo de la réponse des calorimètres.

De plus, des tests en faisceau combinant plusieurs sous détecteurs d'ATLAS (détecteurs de traces, calorimètres électromagnétiques et hadroniques et chambres à muons) se sont déroulés au cours de l'année 2004. Pour la partie tonneau, celui ci a eu lieu de juillet à novembre 2004. Le module du calorimètre électromagnétique utilisé était le module de présérie réassemblé. Ces tests utilisaient l'ensemble de l'électronique de lecture finale du calorimètre



ainsi que le système d'acquisition d'ATLAS, alors en développement.

### 3.1 L'électronique froide

L'électronique froide est celle située dans le cryostat, sur les faces avant et arrière du calorimètre. Les cartes sommatriques collectent le signal de 16 électrodes adjacentes. Sur la face avant, les 16 électrodes sont sommées pour former le signal d'une cellule *Strips*. Sur la face arrière les électrodes sont groupées par 4, formant 4 cellules du *Middle* ou du *Back*.

Les premiers tests de câblage du module de présérie avaient montré un niveau important de diaphonie d'origine inductive entre les voies d'une même carte sommatrique. Après une étude du circuit électrique en simulation, le dessin des cartes sommatriques avait été modifié en insérant des pistes de masse entre chaque piste de signal et en uniformisant la longueur de ces dernières afin d'obtenir une inductance d'environ 25 nH sur toutes les voies [c8].

Les cartes mères distribuent le signal venant des cartes sommatriques en sortie et des cartes d'étalonnage en entrée. Chaque carte mère couvre une zone de  $0.2 \times 0.2$  en  $\eta \times \phi$  du calorimètre tonneau et est connectée à entre 4 (dans le compartiment *Back*) et 16 (à haute rapidité dans le compartiment des *Strips*) cartes sommatriques, selon la région.

Les résistances d'injection du système d'étalonnage sont situées sur les cartes mères. Celles-ci ont une valeur fixée avec une précision de 0.1% pour une température de 90 K. Leur coefficient de variation en fonction de la température est de  $70 \pm 5$  ppm/°C. Les valeurs des résistances sont choisies de manière à couvrir la même gamme en courant que le signal d'ionisation, soit 3 k $\Omega$  pour les *Strips*, 1 k $\Omega$  pour le *Back*, et pour le *Middle*, 1 k $\Omega$  pour  $|\eta| < 0.8$  et 500  $\Omega$  au delà. Le signal d'étalonnage est injecté sur la carte mère, au plus près de l'arrivée du signal d'ionisation.

Entre les cartes mères et les traversées étanches du calorimètre, des câbles en Kapton transportent les signaux d'ionisation et d'étalonnage. La longueur des câbles de lecture étant adaptée pour compenser le temps de vol des particules entre le point d'interaction et les cellules du calorimètre. Les faisceaux de câble d'une même carte mère ont tous la même longueur. Or ceux ci étant relié à une région longue de 0.1 à 0.8 en  $\eta$ , le délai résiduel crée une différence de temps d'arrivée de l'ordre de 2 ns.

Gain		RMS	$\sigma$ gaussien
High	$\Delta\text{Ped}[\text{ADC}]$	0.0248	0.0232
	$\Delta\text{Noise}[\text{ADC}]$	0.0067	0.0033
	$\Delta g/g[\%]$	0.0496	0.0240
Medium	$\Delta\text{Ped}[\text{ADC}]$	0.0222	0.0211
	$\Delta\text{Noise}[\text{ADC}]$	0.0007	0.0007
	$\Delta g/g[\%]$	0.0484	0.0132
Low	$\Delta\text{Ped}[\text{ADC}]$	0.0220	0.0211
	$\Delta\text{Noise}[\text{ADC}]$	0.0006	0.0006
	$\Delta g/g[\%]$	0.0496	0.0180

TABLE 3.1 – Stabilité des paramètres d’étalonnage (piédestal, bruit et gain) du calorimètre électromagnétique d’ATLAS relevés sur une période de 6 mois.

## 3.2 Stabilité des piédestaux

Pendant les tests en faisceau des modules de série et les tests combinés, la stabilité des piédestaux fut étudiée en prenant des données à intervalle régulier. D’une prise de donnée à l’autre une variation des piédestaux peut avoir un effet non négligeable (environ 5 MeV par coup d’ADC dans le compartiment *Middle* en gain haut) sur la reconstruction de l’énergie. Mais ces effets sont facilement corrigés en réalisant une séquence d’étalonnage toutes les 12 heures.

En 2004, lors des tests en faisceau combinés, une défaillance du système de refroidissement des FEB a causé une dérive du piédestal corrélée avec la variation en température des composants électroniques. Ceci a entraîné des variations d’énergies allant jusqu’à 20 MeV par cellule. Depuis le système de refroidissement a été remplacé par une version plus performante.

Pendant une prise de donnée d’une durée typique de 2 heures, aucune variation significative n’a été constatée. Sur une période de 6 mois, la variation observée est de l’ordre de 0.02 coups d’ADC, voir table 3.1 et figure 3.1. En termes d’énergie cela correspond à moins de 1 MeV en gain moyen ou 0.1 MeV en gain haut.

Pendant les périodes de fonctionnement du LHC, les piédestaux sont vérifiés entre chaque *fill* (environ 40h dans le design nominal) et des déclenchements de type aléatoire pendant les prises de données de collision permettront de suivre toute variation.

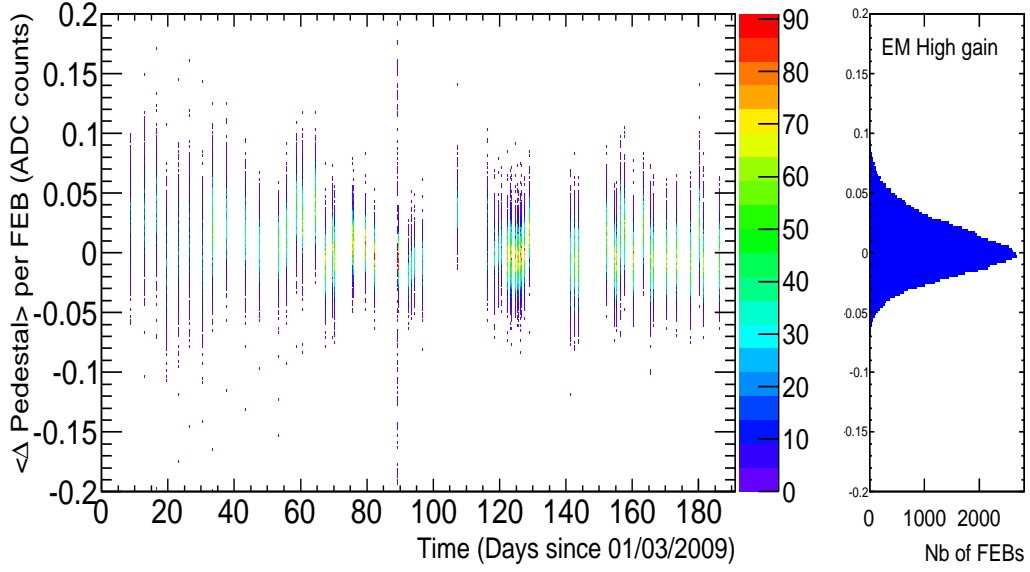


FIGURE 3.1 – Stabilité des piédestaux en gain haut, relevés dans le puits d’ATLAS sur l’ensemble du calorimètre électromagnétique au cours de l’année 2009.

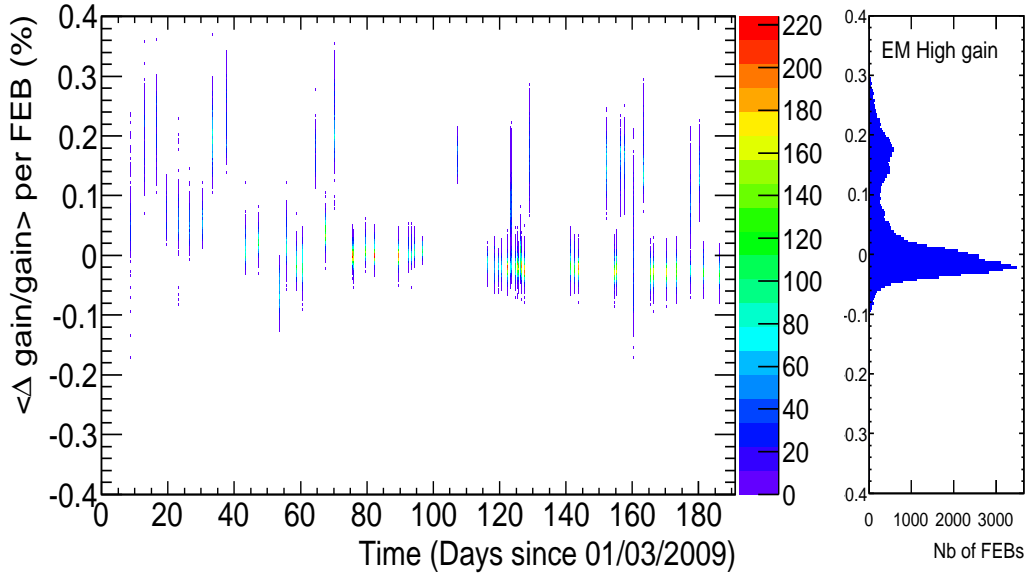


FIGURE 3.2 – Stabilité des gains hauts, relevés dans le puits d’ATLAS sur l’ensemble du calorimètre électromagnétique au cours de l’année 2009.

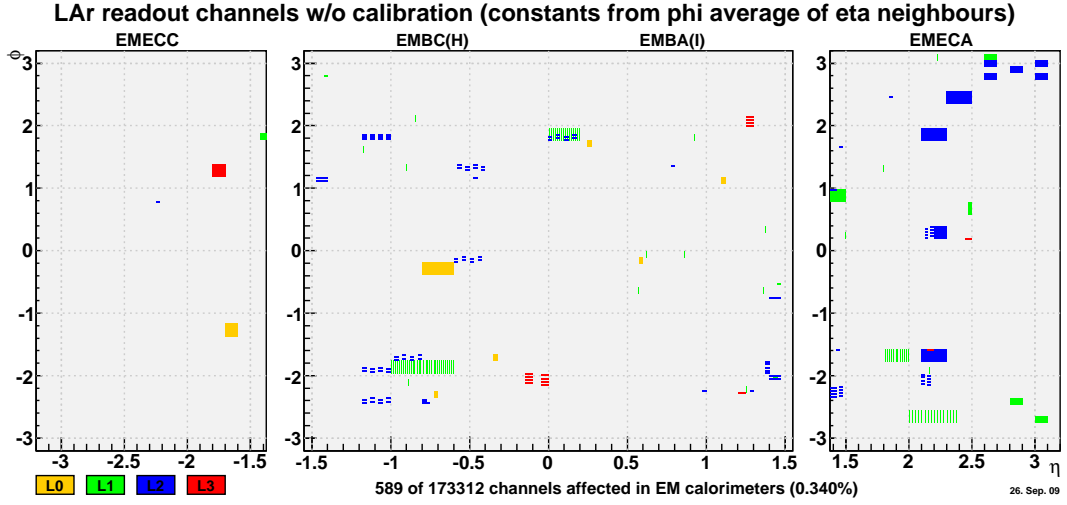


FIGURE 3.3 – Nombre de canaux sans constantes de calibration sur l'ensemble du calorimètre électromagnétique. Pour ces canaux, les constantes sont estimées à partir des constantes des voisins en  $\eta$ , moyennées en  $\phi$ .

### 3.3 Étalonnage du calorimètre

Pour reconstruire l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre on utilise l'algorithme de filtrage optimal exposé dans la section 2.2. Cette méthode dépend de paramètres du calorimètre tels que la valeur des piédestaux, la matrice d'autocorrélation du bruit, le gain et la forme du signal. Sans correction, la dispersion due au système de lecture est de 2%. Ces valeurs ne varient que très légèrement au cours du temps, voir figure 3.2.

La procédure d'étalonnage [c9] comprend, la mesure des piédestaux et du bruit en utilisant un déclenchement de type aléatoire (*random*), c'est à dire en dehors de tout signal. Puis, on injecte un signal connu avec une dispersion de 0.2% à l'aide des cartes d'étalonnage et on mesure son amplitude en fonction du nombre de coups d'ADC mesuré. On obtient ainsi le gain du système en  $\mu\text{A}$  par coup d'ADC. Ce gain est quasi linéaire par rapport à la valeur du signal injecté et est approximé par une droite lors de la reconstruction de l'énergie.

En cas de problème sur une des voies de calibration plusieurs canaux n'auront pas de coefficients de calibration du gain. Pour les cellules touchées, on remplace alors ces coefficients par la moyenne en  $\phi$  des coefficients des voisins en  $\eta$ , voir figure 3.3. Sur l'ensemble des calorimètres argon liquide, la fraction de cellules ne recevant pas de signal de calibration est de 0.3%.

Les valeurs obtenues pour les piédestaux, le bruit et les gains sont stockées dans des bases de données et utilisées pour la reconstruction de l'énergie en ligne (par le code du DSP) et hors-ligne.

### 3.4 Contributions personnelles

Lors des premiers tests de câblage sur le module de présérie, j'ai participé à l'amélioration des cartes sommatriques afin de réduire la diaphonie de type inductif engendrée par le dessin initial. J'ai aussi redéfini la longueur des câbles de lecture en tenant compte du temps de vol des particules dans ATLAS. Ceci afin de minimiser les différences de temps d'arrivée des signaux.

Je n'ai pas décrit ici les longues journées de tests effectués au fur et à mesure de l'empilage des modules, puis de leur câblage. J'ai en effet préféré me concentrer sur la partie étalonnage du détecteur. J'avais commencé par travailler sur le gain du système d'amplification lors des premiers tests en faisceaux. J'ai développé la reconstruction de l'amplitude des signaux d'étalonnage en utilisant la forme du signal  $g$  mesurée par ailleurs, par pas de 1 nanoseconde. L'amplitude du signal  $\lambda$  était alors déduite de la minimisation du  $\chi^2$  en fonction du délai  $\tau$  :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (s(t_i) - \lambda g(t_i + \tau))^2$$

avec :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda} = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda = \frac{s(t_i)g(t_i + \tau)}{g(t_i + \tau)^2}$$

Ce calcul sera ensuite remplacé en tenant compte de la matrice d'autocorrélation, c'est à dire par des coefficients de filtrage optimal adaptés aux formes d'étalonnage.

À partir du run combiné de 2004, j'ai pris la suite de Robert Zitoun pour étudier les piédestaux, le bruit et la matrice d'autocorrélation. Je développai des outils pour observer en détail les rafales de bruit cohérent plus importantes que lors des tests précédents et dont il fallait déterminer l'origine. J'étais alors *fellow* au CERN (de février 2004 à janvier 2006) et participai activement à la mise en place et au déroulement des tests. J'installais en particulier une chambre à fil du système des muons en avant du calorimètre et solidaire du cryostat, afin de déterminer précisément le point d'impact sur celui-ci [b1, b2].

Pour tous les tests en faisceau des modules de série, je fus entièrement responsable du code d'analyse et des bases de données. Ensuite avec la migration vers le cadre logiciel d'ATLAS (Athena) lors des runs combinés, je

suis devenu responsable du décodage des données argon liquide (en lien avec le format fixé par le DSP des ROD) et des bases de données des piédestaux.

## 4. Analyse des Données des Tests du Calorimètre Tonneau

Les différents tests du calorimètre, en faisceau [a7, a8, a9, a10] et lors de la mise en route dans le puits d'ATLAS, ont permis de valider les performances du calorimètre, en accord avec les buts fixés par le *Technical Design Report* et d'améliorer la simulation du détecteur. Pour la reconstruction de l'énergie, les paramètres importants sont la résolution, la linéarité et l'uniformité de la réponse. Ces paramètres furent mesurés en faisceau avec des électrons, d'énergie comprise entre 1 et 245 GeV.

Les résultats des tests en faisceau présentés ici portent sur les modules de série P13, P15 et M10, mais n'incluent pas les tests du module M13. Pour ce module le support d'un compteur Tchénkov n'était pas correctement installé. La quantité de matière supplémentaire dans la ligne de faisceau et son côté hétérogène ont fait que les données de ce test n'ont pas permis de déterminer précisément les caractéristiques du module M13.

### 4.1 Résolution et linéarité de la réponse en énergie

Lorsqu'un électron interagit dans le calorimètre il produit une gerbe électromagnétique qui se développe avec un rayon de l'ordre de 0.1 unités en  $(\eta, \phi)$ . Pour reconstruire l'énergie de l'électron on amasse l'énergie des cellules autour du point d'impact de l'électron. Lors des tests en faisceau le nombre de cellules dans un amas était fixé à  $3 \times 3$  dans le second compartiment. Pour les autres compartiments, toutes les cellules appartenant au moins en partie au cône défini dans le *Middle* étaient aussi ajoutées. Soit typiquement  $17 \times 2$  cellules dans les *Strips*,  $2 \times 3$  dans le *Back* et  $3 \times 2$  dans le *PS*.

Lors des tests en faisceau des modules de série, l'énergie du faisceau incident était connue avec une précision de  $10^{-4}$ . Un autre facteur d'incerti-

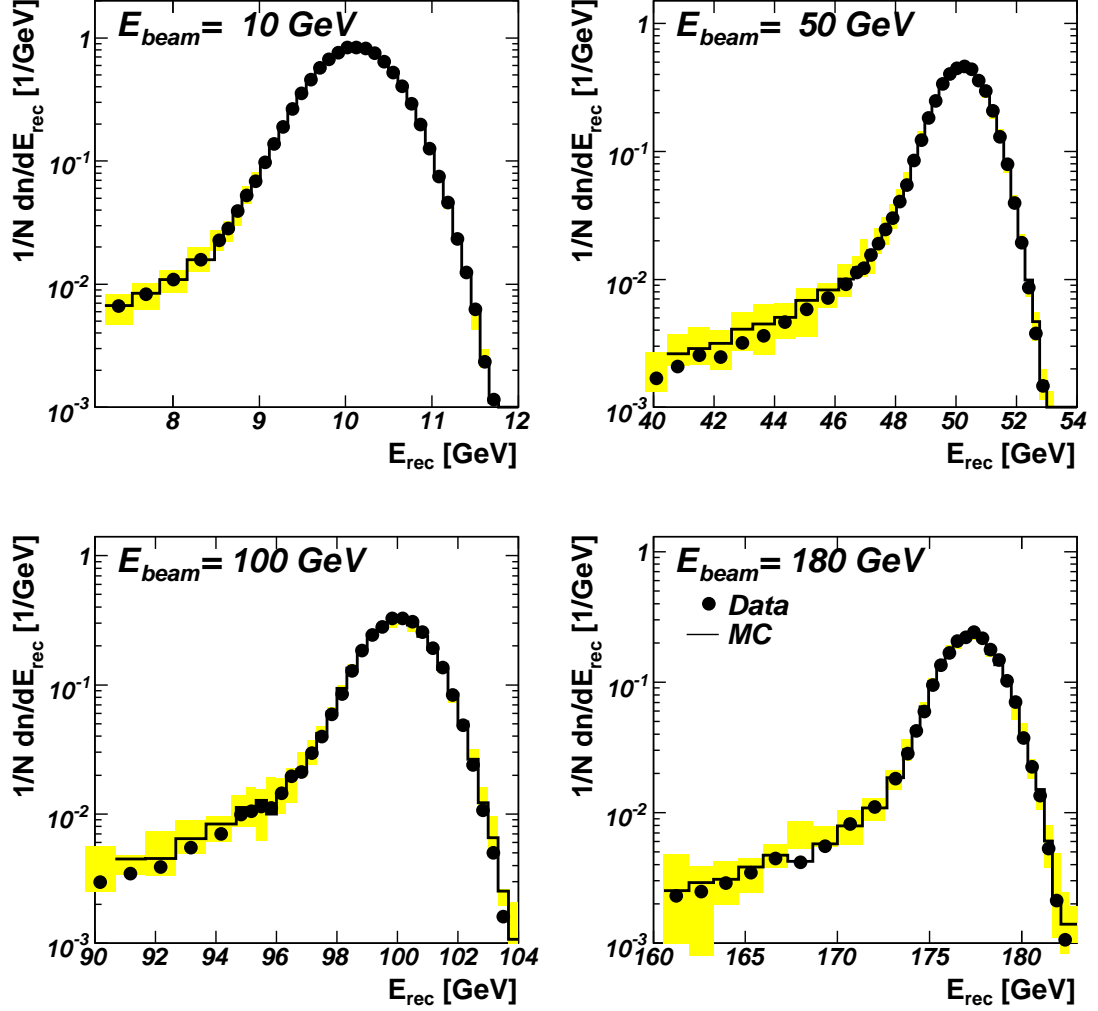


FIGURE 4.1 – Comparaison entre l'énergie mesurée et simulée pour différentes valeurs de l'énergie du faisceau et chaque compartiment. Les bandes jaunes représentent l'incertitude sur la quantité de matière à simuler en avant du faisceau dans le Monte-Carlo.

tude sur l'énergie des électrons est la partie du rayonnement de freinage qui n'atteint pas le calorimètre. Celui ci se caractérise par des queues à basse énergie sur les distributions, voir figure 4.1. En comparant ses queues dans les données et dans des simulations *Monte Carlo* avec différentes quantités de matière, on estime avoir  $0.04 \pm 0.01 X_0$  en amont du faisceau.



À partir de cette simulation on estime les paramètres  $a(E)$  et  $b(E)$  du facteur de correction dû à la matière en avant du détecteur, par :

$$E_0 = a(E) + b(E) \cdot E_{PS}^{vis}$$

où  $E$  est l'énergie du faisceau et  $E_{PS}$  est l'énergie visible dans le pré-échantillonneur. De la même manière on obtient les corrections pour l'énergie perdue entre les compartiments  $PS$  et  $Strips$  :

$$E_{0,1} = c \cdot \sqrt{E_{PS}^{vis} \cdot E_{Strips}^{vis}}$$

où le paramètre  $c$  peut être considéré comme indépendant de l'énergie du faisceau. Cette dernière correction n'est plus utilisée dans la reconstruction actuelle, elle est remplacée par un terme en  $c \cdot E_{PS}^{vis}$ <sup>2</sup>.

L'énergie d'un électron est donc reconstruite en combinant les énergies mesurées dans chaque compartiment en suivant la formule :

$$E^{rec} = E_0 + E_{0,1} + \frac{E_{Strips}^{vis} + E_{Middle}^{vis} + E_{Back}^{vis}}{d(E) \cdot f(E)}$$

Le facteur  $f$  est la fraction d'échantillonnage. Par simulation on détermine  $f = 0.18$ . Mais cette valeur varie légèrement (0.6%) en fonction de l'énergie. En effet, la fraction d'échantillonnage diminue à l'extrémité de la gerbe et la gerbe s'initie généralement avant d'entrer dans la partie en accordéon. Le paramètre  $d$  corrige un effet de 6% dû à la mauvaise collection de charge autour des plis de l'accordéon et de 4% pour l'énergie déposée latéralement en dehors de l'amas.

Cette énergie est ensuite corrigée en fonction du point d'impact (en  $\eta$  et  $\phi$ ) et du décalage par rapport au temps de déclenchement. Les pertes longitudinales (donc en arrière du calorimètre) observées dans la simulation sont comprises entre 0.35% à 10 GeV et 0.45% à 245 GeV. Ce qui induit une non-linéarité de 0.1%. Cet effet est corrigé pour chaque point en énergie par un facteur dépendant de l'énergie du faisceau.

Pour des électrons d'énergie donnée, l'énergie moyenne est estimée à partir d'un ajustement gaussien des valeurs mesurées. Les limites de l'ajustement autour du pic en énergie sont déterminées en cherchant les limites maximales donnant un ajustement de  $\chi^2 = 1$ . En raison des queues plus importantes à basse énergie, ceci donne  $-2\sigma$ ,  $+3\sigma$ . L'erreur systématique due aux limites de l'ajustement est déterminée en faisant varier la limite basse entre  $-1.5\sigma$  et  $-2.5\sigma$  du pic.

La linéarité de la réponse en énergie est mesurée en comparant l'énergie moyenne reconstruite par rapport à l'énergie des particules incidentes. Ainsi

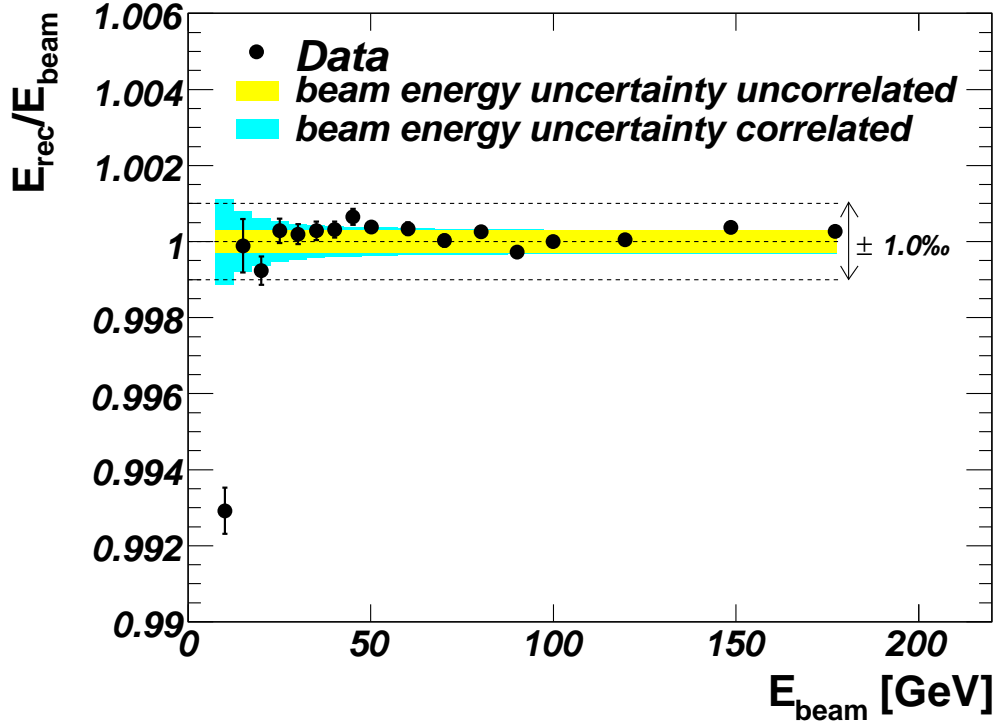


FIGURE 4.2 – Linéarité de la réponse en énergie d’un module de série. Tous les points sont normalisés par rapport à la valeur mesurée à 100 GeV, car l’échelle absolue d’énergie n’est pas connue. Les barres d’erreur figurent l’incertitude statistique de la mesure. Les bandes représentent l’incertitude sur l’énergie du faisceau.

pour des énergies supérieures à 10 GeV toutes les valeurs mesurées s’accordent à  $\pm 0.1\%$  [a11], voir figure 4.2.

La résolution en énergie est ensuite déduite de la dispersion de l’ajustement gaussien en fonction de la valeur de l’énergie incidente, voir figure 4.3. Le terme stochastique mesuré est de d’environ  $10\%/\sqrt{E}$ . Le terme constant local mesuré lors des tests des modules de série est de 0.30%, 0.25% et 0.36% en moyenne pour les modules P13, P15 et M10 respectivement

## 4.2 Uniformité de la réponse du détecteur aux électrons

Les résultats précédents sont valables localement, mais pour valider la reconstruction de l’énergie dans l’ensemble du calorimètre, il convient de

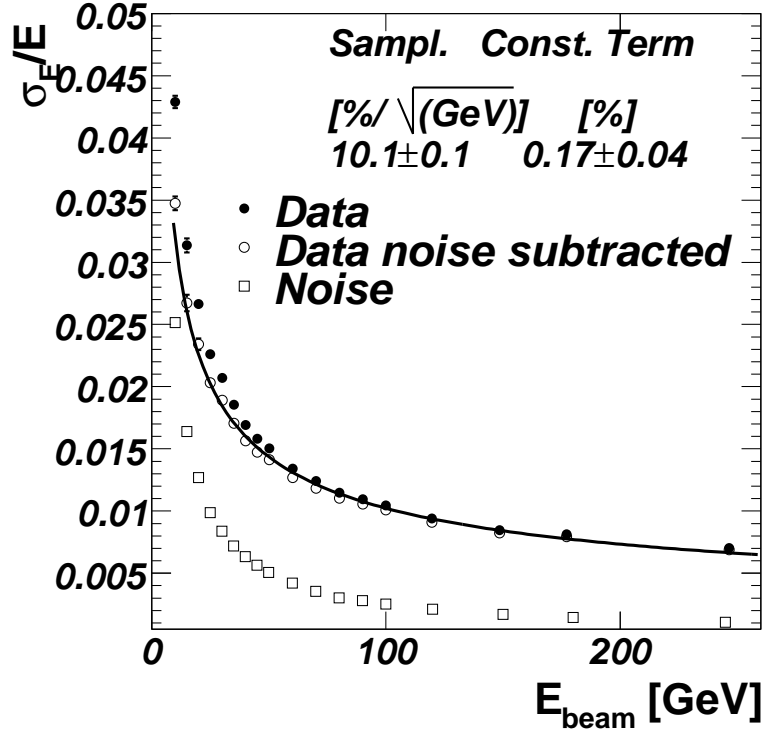


FIGURE 4.3 – Résolution en énergie d'un module de série. L'ajustement est fait sur les données après soustraction du bruit de l'électronique.

contrôler l'uniformité de la réponse en énergie et la valeur globale du terme constant. La valeur moyenne de l'énergie est alors mesurée pour chaque position, par pas de 0.025 en  $\eta$  et  $\phi$  en suivant la même procédure que précédemment. Toutefois il faut tenir compte de la dépendance en  $\eta$  des paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ , ainsi que pour la fraction d'échantillonnage. Ces dépendances sont obtenues en comparant données et simulation, voir figure 4.4.

La distribution en énergie obtenue est ensuite ajustée par une gaussienne dont la dispersion  $\sigma/\langle E \rangle$  nous donne une mesure de la non-uniformité. La valeur de non-uniformité obtenue est de l'ordre de 0.5%. Les valeurs obtenues lors des tests des modules de série [a12] sont résumées figure 4.5.

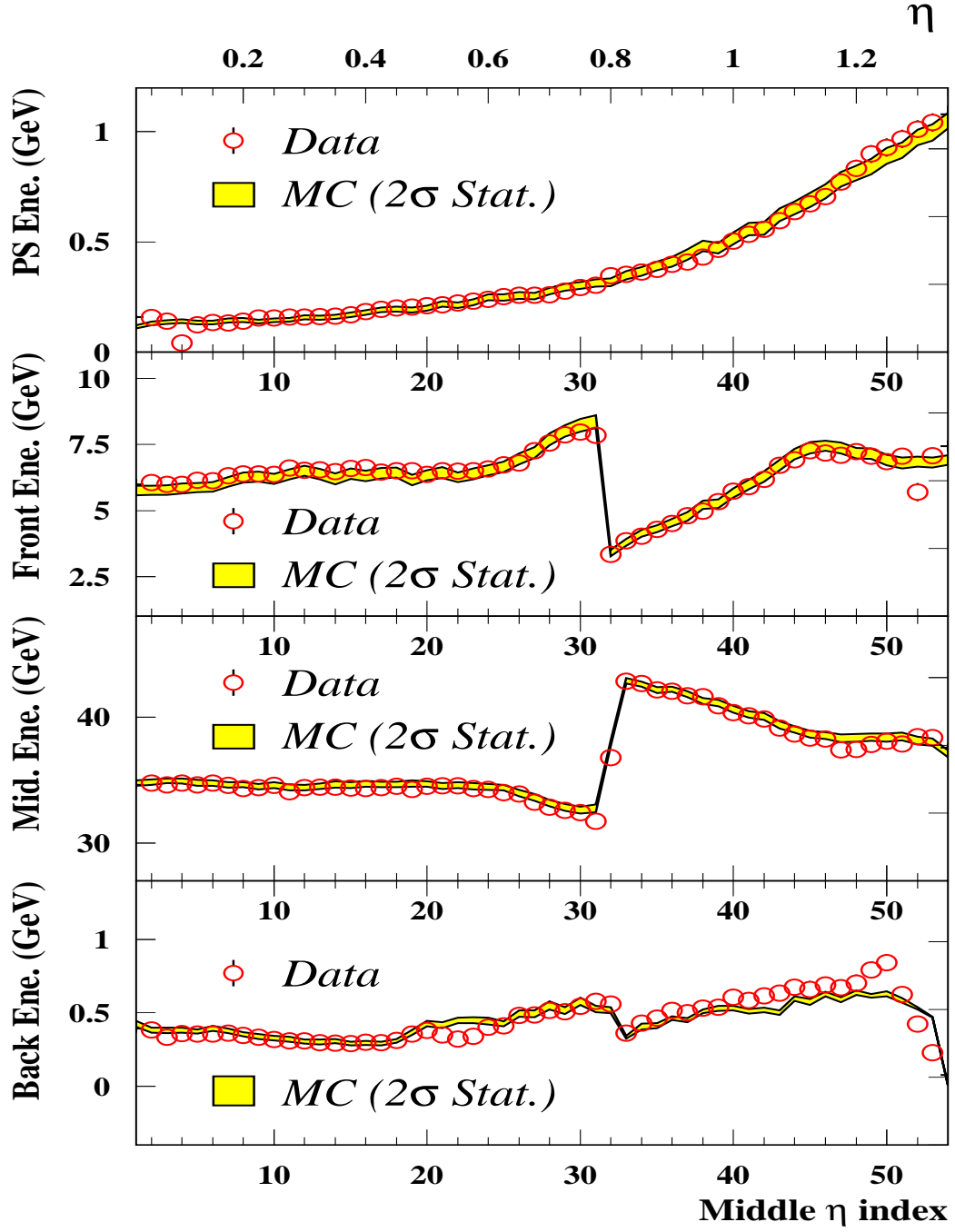


FIGURE 4.4 – Comparaison entre l'énergie mesurée sur le module P15 et simulée pour différentes positions en  $\eta$  et pour chaque compartiment. L'indice 32 correspond à  $\eta = 0.8$ .

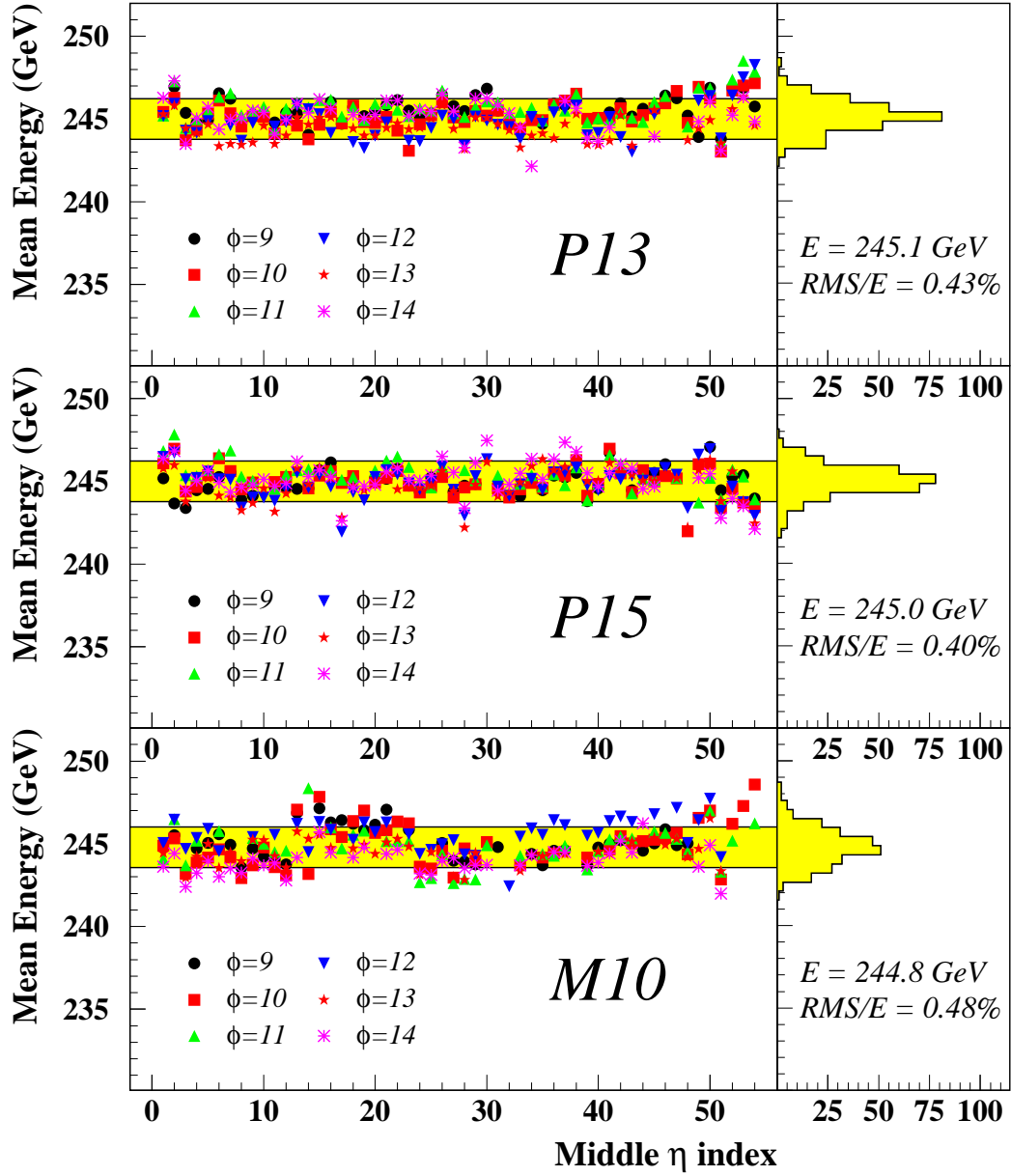


FIGURE 4.5 – Distribution de l'énergie mesurée de 3 modules du calorimètre électromagnétique pour des électrons de 245 GeV, en fonction de  $\eta$  et pour différentes valeurs de  $\phi$ . L'indice 32 correspond à  $\eta = 0.8$ .

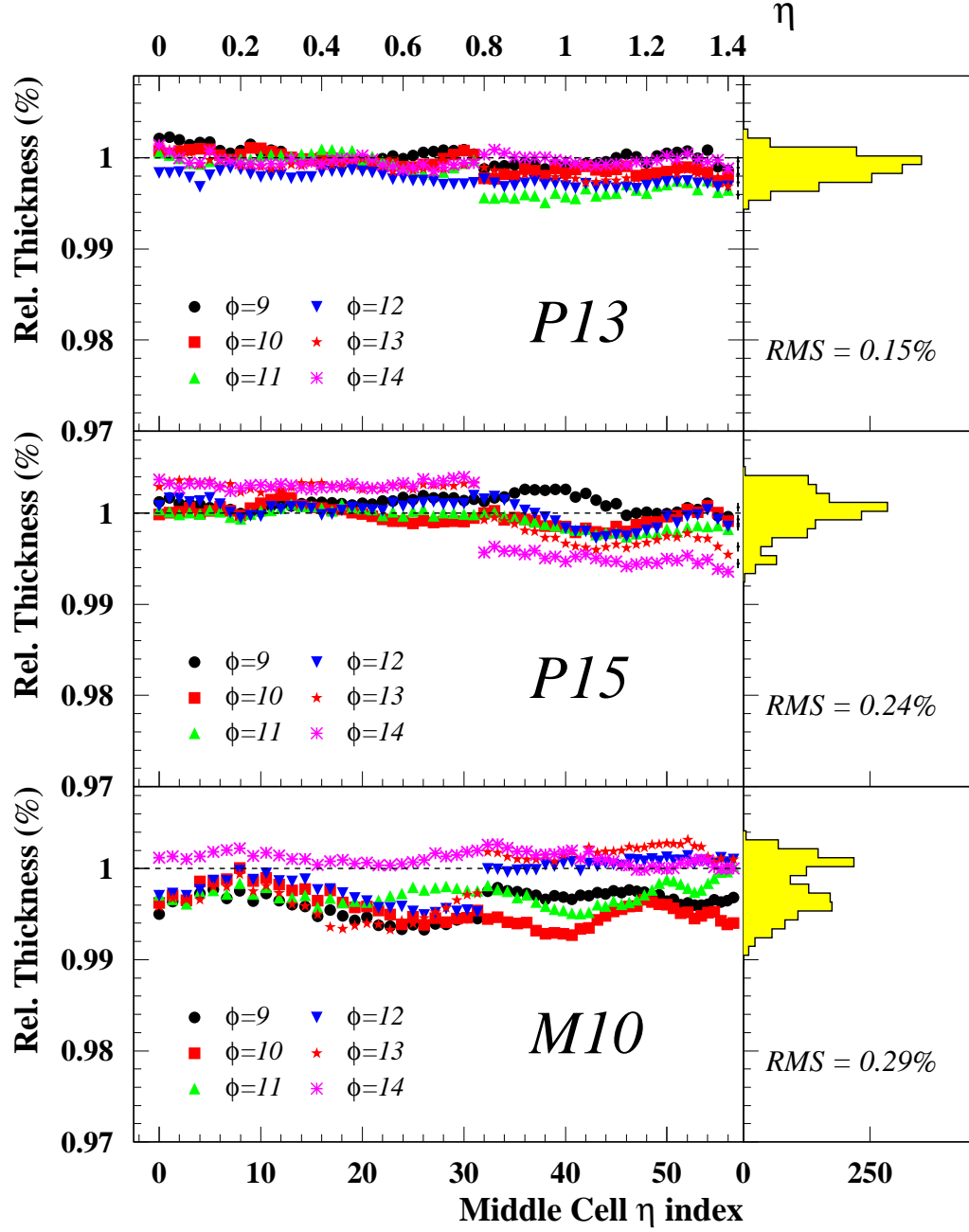


FIGURE 4.6 – Incidence des variations de l'épaisseur de plomb dans les absorbeurs sur la non-uniformité du détecteur. L'indice 32 correspond à  $\eta = 0.8$ .

Les différentes sources de contribution à la non-uniformité sont :

- **Le système d'étalonnage.** Sa contribution est déduite des mesures de la dispersion de l'amplitude des générateurs de signaux des cartes d'étalonnage (0.19%) et des résistances de calibration (0.08%) plus un effet de peau résiduel que l'on estime à 0.1%. Soit un total de 0.23%.
- **L'électronique de lecture.** Elle devrait avoir une incidence négligeable sur la non-uniformité. Son incidence fut évaluée en permutant deux cartes FEB. Après recalibration du système, des variations de l'ordre de 0.1% furent observées.
- **La reconstruction du signal.** En comparant deux méthodes de reconstruction différentes l'influence de la reconstruction de l'amplitude du signal est estimée à 0.25%.
- **La reconstruction de l'énergie.** En appliquant la reconstruction de l'énergie des amas sur le Monte-Carlo on trouve une non-uniformité de 0.10%. L'incertitude statistique étant de 0.05%, la non-uniformité induite par la méthode est de 0.09%.
- **La simulation Monte-Carlo.** Les incertitudes sur la simulation Monte-Carlo sont estimées par la dispersion de la différence entre les énergies mesurées dans les données et le Monte-Carlo, qui est de 0.08%.
- **Qualité de l'assemblage.** L'incidence de l'épaisseur de plomb et de l'espacement des absorbeurs est déduite des mesures effectuées avant et pendant l'assemblage des modules. On réalise pour cela une moyenne glissante sur plusieurs absorbeurs pondérés par la forme d'une gerbe électromagnétique, voir figure 4.6. L'épaisseur de plomb contribue pour 0.09% (0.14%) et l'espacement des absorbeurs pour 0.18% (0.12%) pour le module P13 (P15).
- **Modulation en position.** Pour évaluer l'impact des corrections de la modulation de l'énergie en fonction de  $\eta$  et  $\phi$ , l'analyse est effectuée à nouveau en ne conservant que la région centrale (20% en  $\eta$  et  $\phi$ ) des cellules. La différence avec l'analyse complète est de 0.14% (0.10%) pour le module P13 (P15).
- **Stabilité en temps.** Deux cellules de références étaient périodiquement balayer avec des électrons de 245 GeV afin de contrôler la stabilité en temps de la mesure. Les variations mesurées sont de 0.09%, 0.15% et 0.16% respectivement pour les modules P13, P15 et M10.

Module	Non-uniformité estimée	Non-uniformité mesurée	Terme constant local	Terme constant global
P13	0.46	$0.43 \pm 0.03\%$	$0.30 \pm 0.04\%$	$0.52 \pm 0.05\%$
P15	0.44	$0.40 \pm 0.03\%$	$0.25 \pm 0.04\%$	$0.48 \pm 0.05\%$
M10	-	$0.48 \pm 0.03\%$	$0.36 \pm 0.04\%$	$0.60 \pm 0.05\%$

TABLE 4.1 – Non-uniformité, terme constant local et terme constant global obtenus lors des tests en faisceau de 3 modules du calorimètre tonneau. La non-uniformité estimée est la somme des contributions détaillées dans le texte. La non-uniformité mesurée est valable pour la région entre  $\eta = 0$  et 1.3. Le terme constant global est la somme quadratique de la non-uniformité et du terme constant local.

Les cinq premières de ces contributions sont corrélées entre les modules. Les parties corrélées  $\sigma_C$  et non-corrélées  $\sigma_{UC}$ , de la mesure de la non-uniformité  $\sigma$ , peuvent être séparées en résolvant le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \sigma_{UC,P13}^2 + \sigma_{UC,P15}^2 = \sigma_{P13/P15}^2 \\ \sigma_{UC,P13}^2 + \sigma_C^2 = \sigma_{P13}^2 \\ \sigma_{UC,P15}^2 + \sigma_C^2 = \sigma_{P15}^2 \end{cases}$$

où  $\sigma_{P13/P15}$  est la dispersion du rapport des énergies mesurées entre P13 et P15. Pour ces deux modules les paramètres du faisceau étaient identiques, la séparation entre contributions corrélées et non-corrélées est donc possible. On obtient une non-uniformité corrélée de 0.34% pour une contribution attendue de 0.38%. La contribution non-corrélée mesurée est de 0.26% (0.23%) pour le module P13 (P15) à comparer avec la valeur estimée de 0.26% (0.25%).

La valeur globale du terme constant est déduite de la somme quadratique du terme constant local et des non-uniformités, soit 0.52%, 0.48% et 0.60% pour les modules P13, P15 et M10. Ces valeurs rappelées dans le tableau 4.1, sont en accord avec les spécifications du calorimètre dont le TDR donnait un terme constant au maximum de 0.7%.

### 4.3 Étude de la réponse du calorimètre aux muons

La phase d'installation du calorimètre dans le puits d'ATLAS s'est déroulée entre début 2006 et fin 2009. Cette phase comprenait, en plus de l'installation de l'électronique et des tests d'étalonnage, des prises de données en muons cosmiques. Ceci était réalisé grâce à un système de déclenchement



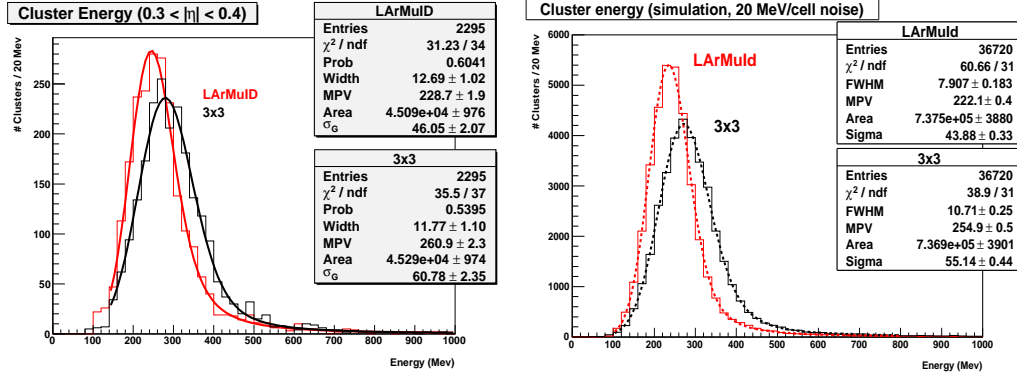


FIGURE 4.7 – Distribution de l'énergie des candidats muons reconstruits dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. À gauche pour les données, à droite pour le Monte-Carlo. Le bruit ajusté dans le cas des amas  $3 \times 3$  (environ 60 MeV, soit  $\sqrt{9}$  fois le bruit d'une cellule) est compatible avec l'hypothèse d'une distribution de Landau convoluée avec un bruit gaussien. Ce n'est pas le cas pour l'algorithme LArMuid dont le nombre moyen de cellules par amas est de 2.12, le bruit ajusté est alors légèrement plus grand et la valeur moyenne la plus probable (MPV) plus petite.

en coïncidence sur les cellules du haut et du bas du calorimètre hadronique tonneau. Le premier intérêt de ces données était d'obtenir une idée de l'uniformité du détecteur in-situ [c10].

Les muons cosmiques ne sont pas projectifs par rapport au centre du détecteur et arrivent de manière asynchrone par rapport à la fréquence d'échantillonnage des FEB. La non-projectivité des muons influe sur la quantité d'argon traversée et donc sur la quantité d'énergie déposée, puisque ces particules sont au minimum d'ionisation. Il est alors nécessaire d'ajouter des critères de sélection spécifiques afin de ne pas biaiser les distributions en énergie.

En raison de la forme en accordéon du détecteur, un muon projectif dépose son énergie dans 3 cellules selon  $\phi$  et 1 selon  $\eta$ . Pour reconstruire l'énergie déposée par les muons on sélectionne les cellules de départ dans le compartiment milieu avec un signal au dessus de 100 MeV. Soit typiquement 5 fois la dispersion du bruit, si la reconstruction de l'énergie est effectuée avec 5 échantillons. Il est cependant possible d'augmenter le rapport signal sur bruit, en utilisant plus d'échantillons. Le taux de déclenchement sur les muons cosmiques étant suffisamment faible, les FEB étaient réglées pour traiter 29 échantillons. La contribution du bruit est alors réduite d'un facteur 1.8 par rapport à 5 échantillons, ou 2.6 par rapport à 1 seul échantillon.

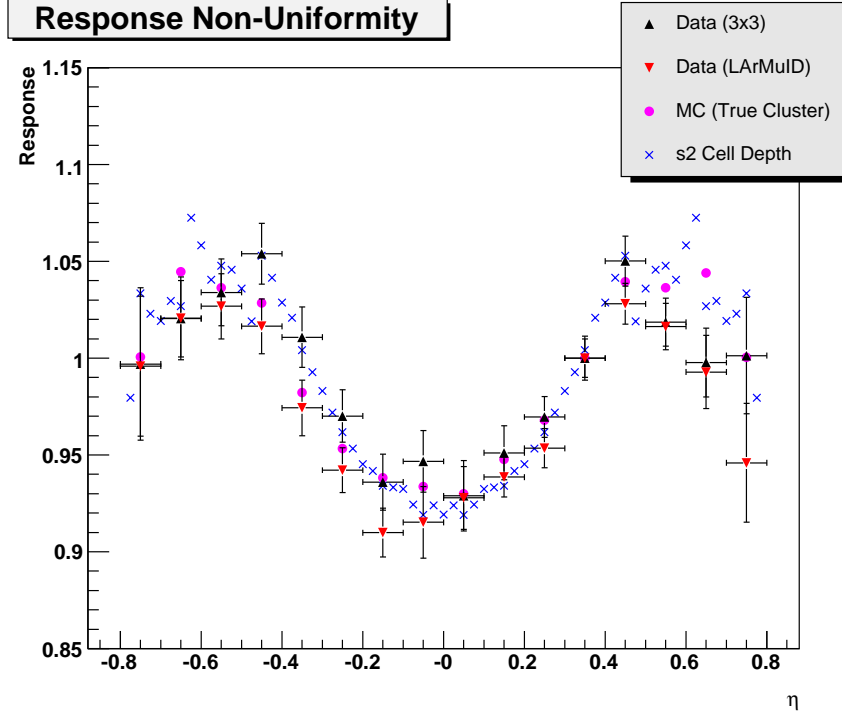


FIGURE 4.8 – Réponse normalisée du calorimètre en fonction de la pseudo-rapacité pour des muons au minimum d’ionisation, pour la période 2006-2007. Les variations relatives sont en accord avec la longueur des cellules du compartiment milieu à 2% près.

À partir de chacune des cellules de départ, le signal des cellules voisines est collecté dans un amas. Nous avons testé trois manières de créer un amas pour les muons. La première méthode (appelée LArMuID) développée pendant les tests en faisceau consiste à collecter les cellules voisines dès que leur signal dépasse un seuil de 50 MeV. Cette méthode n’est pas adaptée pour étude de l’uniformité du détecteur car le nombre de cellules dans un amas n’est pas fixe. La contribution du bruit est alors différente d’un amas à l’autre ce qui déforme la distribution de l’énergie, voir figure 4.7.

La deuxième méthode consiste à utiliser une taille d’amas fixe de  $3 \times 3$  cellules dans le compartiment milieu. Ceci permet de contrôler la contribution du bruit. La variation de la longueur d’argon traversé est de plus limitée à l’aide de coupures sur la projectivité. Dans le cas où on souhaite obtenir la plus grande statistique possible cette méthode est la plus efficace, car elle ne comporte pas de coupure sur l’énergie dans les *strips*.

La troisième méthode se base aussi sur une taille d’amas fixe en  $1 \times 3$ , ce qui permet de réduire la contribution du bruit mais impose des critères

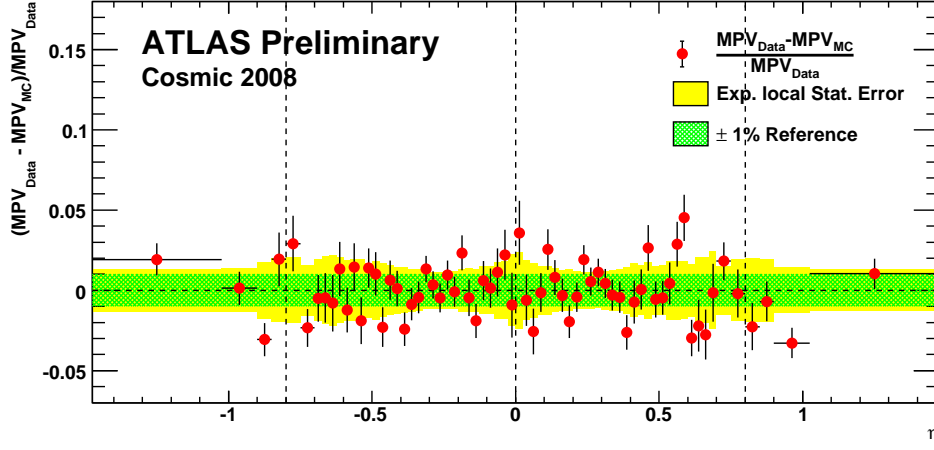


FIGURE 4.9 – Uniformité de la réponse aux muons en fonction de  $\eta$  dans le compartiment *Middle*.

plus stricts sur la projectivité des muons. Pour cela on recherche la cellule la plus énergétique dans le compartiment des *Strips*, en dessous de la cellule de départ du *Middle*, dans une fenêtre de  $\pm 0.05$  en  $\eta$ . Seuls les cas où cette cellule a une énergie supérieure à 20 MeV (environ 3 fois la dispersion du bruit) et est située dans fenêtre de  $\pm 0.025$  en  $\eta$  sont considérés, ce qui réduit l'efficacité de sélection de 40%. Enfin, en utilisant les positions de la cellule centrale et de la cellule des *Strips* on définit les limites d'un cône contenant la trajectoire du muon. Ces limites sont ensuite extrapolées dans l'hémisphère opposé et si un signal  $\gamma$  est détecté dans un des calorimètres (électromagnétique ou hadronique) l'événement est accepté.

A partir des 120000 événements cosmiques collectés en 2006 et début 2007, 10000 amas sont sélectionnés par les méthodes 1 et 2 après une coupure sur la projectivité d'environ 40 cm pour le point d'approche maximale. Cette statistique est suffisante pour étudier l'uniformité en fonction de  $\eta$  par pas de 0.1, voir figure 4.8. Pour  $|\eta| < 0.8$ , les énergies des amas  $3 \times 3$  et  $1 \times 3$  s'accordent avec les résultats de la simulation dans des limites de 3% et les variations relatives sont en accord avec la longueur des cellules du compartiment milieu à 2% près.

Cette analyse a été poursuivie sur les données cosmiques de 2008 et 2009, par un groupe de personnes différent [d16]. Cette fois-ci l'ensemble des détecteurs d'ATLAS était opérationnel et le déclenchement se faisait grâce au détecteur de traces et au spectromètre à muons. Plus de 300 millions d'événements cosmiques ont été collectés en septembre-octobre 2008 et juin-juillet

2009. En se basant sur des amas  $1 \times 3$  dans le *Middle* et  $2 \times 1$  dans les *Strips*, on obtient un accord entre données et simulation de 1.0% dans le *Middle* et 1.7% dans les *Strips* avec un niveau de confiance de 95%, voir figure 4.9.

## 4.4 Alignement du calorimètre

Avec les millions de muons cosmiques collectés en 2008 et 2009, il est possible de réaliser une mesure de l'alignement entre le calorimètre électromagnétique tonneau et le détecteur de traces interne. Pour cette analyse [c11] nous avons utilisé près de 300000 événements avec une trace reconstruite, comportant au moins 1 *hit* dans les détecteurs au silicium, avec des paramètres d'impacts tels que :  $|d_0|, |z_0| < 300$  mm.

La position d'impact du muon dans le calorimètre, plutôt que l'énergie, est la quantité pertinente à reconstruire pour cette analyse. Tout d'abord la trace est extrapolée vers le calorimètre afin de définir une zone de recherche de  $5 \times 5$  cellules dans le compartiment *Middle*. Ensuite la position  $\eta_C$  du muon est reconstruite dans le compartiment des *Strips* à partir de l'amas  $2 \times 1$  le plus énergétique. La position  $\phi_C$  est elle déterminée dans le *Middle* à partir d'un amas  $1 \times 3$  centré autour de la cellule la plus énergétique. L'événement est sélectionné pour la suite de l'analyse, si la trace comporte plus de 8 *hits*. En outre, la cellule la plus énergétique doit être au dessus de 40 MeV (soit  $4\sigma$  du bruit) dans les *Strips* et au dessus de 100 MeV (soit  $3.7\sigma$  du bruit) dans le *Middle*. De plus pour éliminer les zones bruitées et les particules autres qu'un muon unique, les événements avec plus de 400 MeV dans les 2 cellules des *Strips* sont rejetés. Le nombre de couples trace-amas après les coupures finales est de 58000, pendant les prises de données où l'aimant solénoïde était en fonctionnement. À cela s'ajoutent 14000 muons supplémentaires, pour les prises de données où l'aimant n'était pas actif.

Pour mesurer l'alignement du calorimètre on compare la position du muon mesurée dans le calorimètre avec celle extrapolée à partir des paramètres de la trace jusqu'à la profondeur  $R_c$ . Cette profondeur est estimé à l'aide de la simulation et correspond à la position attendue du barycentre des amas dans le calorimètre. Pour trouver cette position extrapolée on part des équations d'une hélice, décrivant la trajectoire de la particule dans le champ magnétique d'ATLAS :

$$\begin{aligned} x(t) &= R \sin(\omega t - \phi) + (R - d_0) \sin \phi, \\ y(t) &= R \cos(\omega t - \phi) - (R - d_0) \cos \phi, \\ z(t) &= R \cot \theta \omega t + z_0, \end{aligned}$$

avec  $R = p \sin \theta / (0.3B)$ ,  $\omega$  la fréquence cyclotron de la particule et  $d_0, z_0$ ,

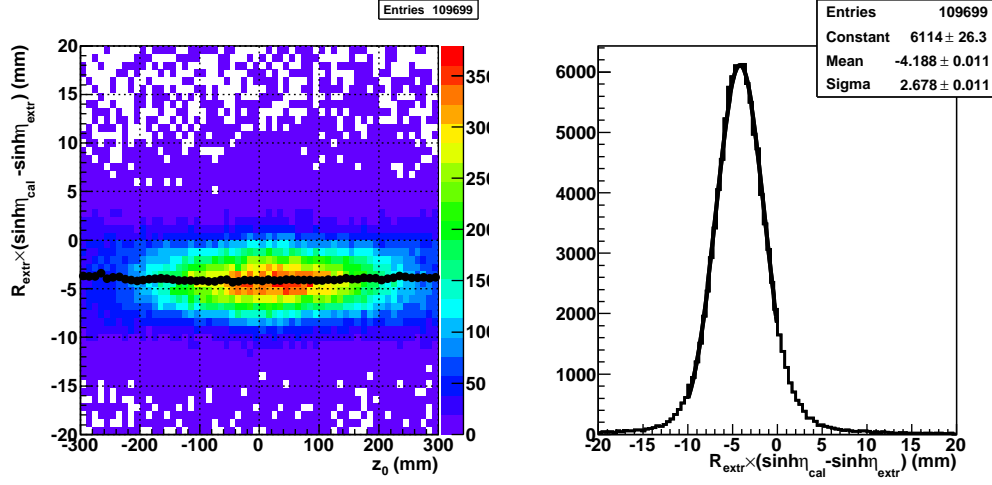


FIGURE 4.10 – À gauche : Distribution de  $\Delta_{Rsh\eta}$  en fonction du paramètre d'impact  $z_0$  de la trace. À droite : Distribution de  $\Delta_{Rsh\eta}$  intégrée sur  $z_0$ . Ces distributions sont réalisées avec les données simulées. La moyenne de la distribution intégrée est une mesure du déplacement  $Z_c$  et un ajustement en fonction de  $z_0$  permet d'extraire  $X_c$  et  $Y_c$ .

$\phi$ ,  $\theta$  et  $1/p$  les paramètres de la trace au périégée. Pour trouver le barycentre d'un amas, dans le cas où le calorimètre est dans sa position idéale, on résoud l'équation d'intersection de l'hélice avec le rayon  $R_c$  :

$$x^2(t) + y^2(t) = R_c^2 \quad (4.1)$$

Mais, si le calorimètre est déplacé d'une translation  $\vec{\mathcal{T}} = (X_c, Y_c, Z_c)$  par rapport au détecteur de trace et que son inclinaison est décrite par la matrice de rotation  $\mathcal{M}$ , alors l'équation de l'hélice dans le repère du calorimètre se transforme comme :

$$\begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \\ z(t) \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} x'(t) \\ y'(t) \\ z'(t) \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \\ z(t) \end{pmatrix} - \vec{\mathcal{T}} \quad (4.2)$$

Le point d'impact dans le calorimètre déplacé est alors donné par l'équation :

$$x'^2(t) + y'^2(t) = R_c^2 \quad (4.3)$$

Une première méthode de mesure consiste à comparer les positions de la trace extrapolée (à partir de l'équation 4.1) et la position mesurée dans le

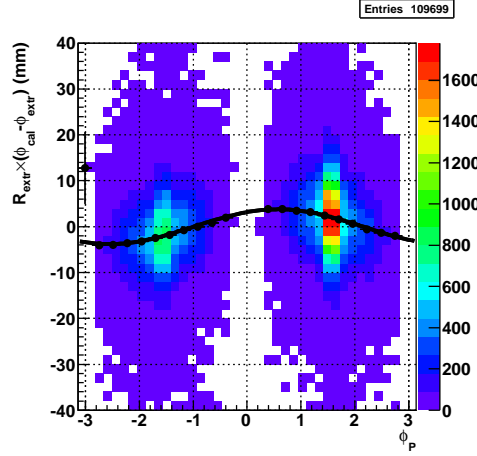


FIGURE 4.11 – Distribution de  $\Delta_{R\phi}$  en fonction de  $\phi$ , pour des données simulées. L'ajustement en fonction de  $\phi$  permet d'extraire  $X_c$  et  $Y_c$ .

calorimètre. En négligeant l'inclinaison dans l'équation 4.3 on trouve alors les relations suivantes :

$$\Delta_{Rsh\eta} = R_c(\sinh \eta_c - \sinh \eta_e) = (X_c \cos \phi + Y_c \sin \phi) \sinh \eta - Z_c \quad (4.4)$$

$$\Delta_{R\phi} = R_c(\phi_c - \phi_e) = X_c \sin \phi - Y_c \cos \phi \quad (4.5)$$

où l'indice  $c$  figure les positions mesurées dans le calorimètres et l'indice  $e$  les positions de la trace extrapolée. À partir des distributions des différences en  $\sinh \eta$  et en  $\phi$  il est alors possible d'extraire les paramètres  $(X_c, Y_c, Z_c)$  voir figures 4.10 et 4.11. Si le calorimètre est en plus incliné, pour extraire les angles d'Euler  $(\alpha, \beta, \gamma)$  on utilise alors ces mêmes relations en réalisant des tranches selon  $z$ . Les déplacements dans les relations 4.4 et 4.5 doivent alors être remplacés par :

$$\begin{aligned} X'_c &= X_c + \alpha z + \gamma y \\ Y'_c &= Y_c + \beta z - \gamma x \\ Z'_c &= Z_c - \alpha x - \beta y \end{aligned}$$

La deuxième méthode de mesure propose de résoudre le système 4.2 en fonction des variables  $(X_c, Y_c, Z_c)$  et  $(\alpha, \beta, \gamma)$ . Avec 6 inconnues et trois équations, deux traces devraient suffire ( $2 \times 3$  équations) pour extraire ces variables. Mais le déterminant du système est nul. Il faut alors ajouter une trace supplémentaire, donc un nouveau système de trois équations pour résoudre ce système. Le système est résolu analytiquement et pour chaque triplet de

	Tonneau coté A		Tonneau coté C	
	Sans champ	Avec champ	Sans champ	Avec champ
$\Delta_{Rsh\eta}$				
$X_C$	$-0.16 \pm 0.46$	$-2.23 \pm 0.23$	$0.15 \pm 0.50$	$-0.24 \pm 0.24$
$Y_C$	$-3.45 \pm 0.24$	$-3.57 \pm 0.12$	$-3.36 \pm 0.25$	$-3.82 \pm 0.12$
$Z_C$	$1.64 \pm 0.03$	$1.85 \pm 0.02$	$4.35 \pm 0.03$	$4.17 \pm 0.02$
$\alpha$	$0.46 \pm 0.15$	$1.09 \pm 0.08$	$1.05 \pm 0.17$	$1.08 \pm 0.08$
$\beta$	$0.01 \pm 0.08$	$0.01 \pm 0.04$	$0.35 \pm 0.08$	$0.25 \pm 0.04$
$\gamma$	-	-	-	-

$\Delta_{R\phi}$				
$X_C$	$-2.39 \pm 0.17$	$-2.07 \pm 0.09$	$-1.13 \pm 0.17$	$-1.19 \pm 0.09$
$Y_C$	$-5.22 \pm 0.36$	$-4.85 \pm 0.18$	$-4.10 \pm 0.37$	$-4.72 \pm 0.18$
$Z_C$	-	-	-	-
$\alpha$	$1.31 \pm 0.40$	$-0.20 \pm 0.21$	$0.21 \pm 0.41$	$0.26 \pm 0.20$
$\beta$	$-0.90 \pm 0.78$	$0.38 \pm 0.39$	$2.22 \pm 0.82$	$0.24 \pm 0.39$
$\gamma$	$-0.16 \pm 0.08$	$-0.34 \pm 0.04$	$-0.16 \pm 0.08$	$-0.13 \pm 0.04$

Triplets de couples trace-amas				
$X_C$	$-2.24 \pm 0.15$	$-2.70 \pm 0.08$	$-0.99 \pm 0.14$	$-1.23 \pm 0.08$
$Y_C$	$-4.77 \pm 0.29$	$-4.77 \pm 0.18$	$-5.10 \pm 0.30$	$-4.20 \pm 0.18$
$Z_C$	$1.59 \pm 0.23$	$1.43 \pm 0.12$	$3.29 \pm 0.22$	$3.43 \pm 0.11$
$\alpha$	$0.48 \pm 0.18$	$1.09 \pm 0.10$	$0.63 \pm 0.18$	$0.40 \pm 0.09$
$\beta$	$0.21 \pm 0.14$	$0.28 \pm 0.08$	$-0.14 \pm 0.15$	$0.12 \pm 0.08$
$\gamma$	$-0.13 \pm 0.13$	$-0.14 \pm 0.07$	$-0.13 \pm 0.13$	$0.02 \pm 0.08$

TABLE 4.2 – *Déplacements (en mm) et inclinaisons (en mrad) extraits à partir des données de muons cosmiques avec trois méthodes différentes.*

muons reconstruits on obtient une valeur pour  $(X_c, Y_c, Z_c)$  et  $(\alpha, \beta, \gamma)$ . De la distribution de ces valeurs on déduit leur moyenne et leur erreur.

Les tests sur des données ont montrés que ces méthodes permettaient de reconstruire les paramètres d'alignement avec un accord de l'ordre de 0.2 mm pour les déplacements et 0.2 mrad pour les angles d'Euler. Le paramètre le moins bien déterminé est  $Y_c$  à cause de la distribution des amas de muons cosmiques selon l'axe  $y$ . De par la position du calorimètre au fond du puits d'ATLAS, ceux ci sont en effet distribués majoritairement à  $\phi = \pm\pi/2$ , soit  $z = \pm R_c$ .

Les résultats obtenus à partir des distributions de  $\Delta_{Rsh\eta}$ ,  $\Delta_{R\phi}$  et en résolvant le système d'équations pour tous les triplets de couples trace-amas, sont résumés dans le tableau 4.2. De nombreuses différences peuvent être relevées. Elles peuvent être expliquées par le fait que les trois méthodes ne réagissent pas de la même façon aux biais systématiques. Les biais dominants étant la distribution anisotrope des muons cosmiques dans le calorimètre et les déformations autres que translation et rotation. Pour ce dernier point, il faut noter que le calorimètre s'affaisse sous son propre poids (c'est le phénomène dit de *sagging*) et cela affecte en premier lieu la mesure sur  $Y_c$ . Cet effet doit donc être mesuré par ailleurs et corrigé avant d'extraire les paramètres de translation et de rotation.

## 4.5 Contributions personnelles

Les résultats sur la résolution, la linéarité et l'uniformité du calorimètre sont l'aboutissement du travail de la communauté de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique argon liquide. Il s'agit d'un travail d'équipe qui a impliqué souvent l'ensemble du groupe du LAPP, dans une collaboration internationale enrichissante, aussi bien au point de vue scientifique que social. Pour ma part j'ai participé à de nombreuses séances de *shifts* pendant les tests en faisceau. De par ma fonction de responsable du code d'analyse, j'étais impliqué en particulier dans la reconstruction de l'énergie des cellules et j'ai écrit le programme de surveillance des prises de données en-ligne.

La dernière section de ce chapitre revient sur les premières études de l'uniformité de la réponse aux muons cosmiques. J'étais alors responsable de l'analyse, de l'édition de la note correspondante et je participais en particulier à l'analyse des amas 3x3. Suite aux résultats des méthodes d'ajustement pour extraire les paramètres de l'alignement du détecteur, je proposais une méthode alternative, résolvant le problème de manière analytique.





# Deuxième partie

## Mesurer une Nouvelle Physique

## 5. Une Nouvelle Physique

### 5.1 Une Nouvelle Physique au LHC

L'observation future au LHC d'une nouvelle physique [c12], c'est à dire non décrite par le Modèle Standard, est presque une certitude. L'énergie de collision, de plusieurs TeV dans le centre de masse, non seulement nous donne accès à un nouveau domaine, mais le Modèle Standard lui même, de par ses limites, semble nous indiquer la présence d'une véritable frontière.

Une des principales limites du Modèle Standard vient du boson de Higgs, pièce manquante non encore observée et fauteur de trouble dont la masse a tendance à diverger. Il peut sembler ironique que la fin annoncée du Modèle provienne justement d'une particule à l'existence, jusqu'à présent, toute théorique. La tentation est grande de supprimer purement et simplement le suspect, mais nous ne nous intéresserons pas ici aux modèles de nouvelle physique sans boson de Higgs.

Si la masse du boson de Higgs est un problème c'est parce que l'énergie d'auto-interaction des particules scalaires est quadratiquement divergente en fonction de l'échelle d'énergie de la théorie. Pour une théorie qui resterait perturbative jusqu'à l'échelle de Planck, une divergence logarithmique entraînera des corrections de l'ordre de la dizaine de pour cent, alors que pour une divergence quadratique il s'agira de dizaines d'ordres de grandeur. C'est le problème de hiérarchie du Modèle Standard. Ce genre de corrections, très supérieures à l'échelle d'énergie considérée, n'est en effet pas *naturel*. La solution la plus simple où la masse nue du Higgs compenserait exactement les divergences de l'auto-interaction par un ajustement fin, est elle aussi rejetée pour la même raison.

Une méthode plus naturelle, consiste à introduire de nouvelles particules dont la contribution va annuler ces divergences. Il est alors possible d'extrapoler le Modèle Standard au delà du TeV, voir jusqu'à l'échelle de Planck.

De nombreuses expériences ont cherché à mettre en évidence de possibles signes d'une compensation des divergences ultraviolettes, mais jusqu'à présent elles n'ont fait que confirmer le Modèle Standard. Le LEP et le Tevatron

en particulier donnent les limites les plus hautes sur les masses des nouvelles particules, à travers les recherches directes. Mais aussi de manière indirecte par les limites obtenues sur la masse d'un Higgs léger [d17, d18].

Le moment magnétique anomal du muon est un des résultats expérimentaux les plus éloignés de la prédiction du Modèle Standard. La moyenne mondiale des mesures dans ce domaine est dominée par la mesure de l'expérience E821 à Brookhaven [d19, d20] :

$$a_\mu = (116\,592\,089 \pm 63) \times 10^{-11}$$

où  $a$  est l'anomalie du facteur de Landé  $g = 2(1 + a)$  du moment magnétique de spin  $\vec{\mu}_S = g \frac{q}{2m} \vec{S}$ . Cette mesure est supérieure de 3.2 à  $2\sigma$  aux prédictions théoriques, selon l'estimation des contributions hadroniques. En effet, en utilisant les annihilations  $e^+e^-$  en hadrons pour déterminer ces contributions, la valeur prédite par le Modèle Standard est :

$$a_\mu^{SM} = (116\,591\,834 \pm 63) \times 10^{-11}$$

Il peut s'agir d'une simple fluctuation, mais le sens de cette déviation permet d'éliminer d'office certaines interprétations d'une nouvelle physique au LHC. Une contribution supersymétrique par exemple serait proportionnelle à  $\tan\beta$  et au signe du paramètre de masse du secteur de Higgs  $\mu$  et de la forme [d21] :

$$a_\mu^{SUSY} \simeq \left( \text{sgn}\mu \tan\beta 130 \left( \frac{100 \text{ GeV}}{\tilde{m}} \right)^2 \right) \times 10^{-11}$$

où  $\tilde{m}$  est la masse typique des charginos et sneutrinos intervenant dans les boucles.

La physique des saveurs lourdes semble imposer des symétries supplémentaires à ces compensations ultraviolettes [d22] entre autre à travers les mesures de type  $BR(B \rightarrow X_s \gamma)$  [d23]. Enfin, pour les modèles prédisant une particule suffisamment stable, lourde et interagissant faiblement (*Weakly Interactive massive Particule* ou WIMP) la contribution à la densité relique de la matière noire [d24, d25, d26] est fortement contrainte par les dernières mesures [d27]. Cette contribution est reliée à la masse et aux couplages du possible candidat WIMP, mais aussi des autres particules intervenant dans les processus d'annihilation [d28, d29].

## 5.2 La Supersymétrie

La supersymétrie, est une symétrie reliant fermions et bosons au sein d'un même supermultiplet. Elle fut tout d'abord proposée dans le contexte de la

physique hadronique [d30, d31], pour relier baryons et mésons. Mais c'est en tant qu'ingrédient essentiel de la théorie des cordes [d32, d33] qu'elle a suscité l'intérêt en physique des particules.

La première version supersymétrique du Modèle Standard (le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, ou MSSM) fut proposée en 1981 par Howard Georgi and Savas Dimopoulos [d34]. Son principal atout est d'absorber naturellement les divergences quadratiques à la masse du Higgs dues aux particules du Modèle Standard, par la contribution de signe opposée de leurs partenaires supersymétriques. Ainsi à chaque fermion du Modèle Standard est associé un boson supersymétrique de spin 1 et à chaque boson du Modèle Standard est associé un fermion de spin 1/2. Ces derniers ont des états propres de masse dégénérés, le mélange Zino, photino, Higgsinos donnant quatre neutralinos et le mélange Winos, Higgsino chargé deux charginos. Les masses de ces superpartenaires (*sparticules*) doivent être supérieures aux limites expérimentales (environ 100 GeV) et au plus de l'ordre de quelques TeV pour pouvoir résoudre le problème de hiérarchie du Modèle Standard.

Dans le MSSM, pour éviter que la conservation des nombres baryoniques et leptoniques ne soit violée on introduit le concept de R-parité [d35]. Lorsque la parité est conservée, la particule supersymétrique la plus légère (*Lightest Supersymmetric Particule*, ou LSP) est stable et dans le cas où elle n'interagit que faiblement elle constitue un candidat possible pour expliquer tout ou partie de la matière noire.

Les modèles supersymétriques, de par leur attrait théorique, forment un cadre privilégié pour l'étude d'une possible nouvelle physique. Bien que la supersymétrie résolve de nombreux problèmes du Modèle Standard, aucune particule supersymétrique n'a été observée, même de manière indirecte, à ce jour. Si les sparticules existent, leurs masses doivent être élevées et donc différentes de celles des particules du Modèle Standard. La supersymétrie est brisée et cette brisure doit se situer à l'échelle du TeV pour contenir les divergences quadratiques à la masse du Higgs.

Si des particules supersymétriques interagissant fortement peuvent être produites au LHC, elles se désintègreront en particules de plus en plus légères jusqu'à la LSP. Ces chaînes de désintégration seront notablement plus longues que celles du quark top, les plus longues du Modèle Standard. La cinématique de ces désintégrations en cascade dépend des différences de masses des particules en présence. Les corrélations angulaires dépendent du spin de ces particules et peuvent permettre, par exemple, de différencier une hypothèse supersymétrique d'une hypothèse de dimensions supplémentaires [d36, d37, d38, d39, d40].

Les signatures de la supersymétrie attendues au LHC, ne sont donc pas des résonances, comme dans le cas d'un boson de jauge supplémentaire de

type  $Z'$ . Au lieu de cela, on doit s'attendre à une pléthore de mesures qui devront être combinées de manière non triviale pour extraire les paramètres du modèle, un peu à la manière des ajustements dans le secteur électrofaible. C'est de ce constat qu'est née l'idée de réaliser le programme SFitter [a13, a14][b3, b4][c13, c14, c15]. Le but d'un tel programme, n'est pas alors de déterminer les valeurs des paramètres du modèle élu, mais plutôt d'éliminer certains scénarios, au moins dans un premier temps.

# 6. Observer la Supersymétrie

## 6.1 Un point de référence : SPS1a

Le point de référence SPS1a [d41] correspond, dans la théorie minimale de supergravité, MSUGRA aux valeurs de paramètres suivantes :

$$m_0 = 100 \text{ GeV}, m_{1/2} = 250 \text{ GeV}, A_0 = -100 \text{ GeV}, \tan \beta = 10 \text{ et } \mu > 0 \quad (6.1)$$

Tous ces paramètres, sauf le rapport des valeurs de l'état fondamental des champs de Higgs  $\tan \beta = v_2/v_1$  sont pris à l'échelle d'unification.  $m_0$  est la masse unifiée des scalaires,  $m_{1/2}$  celle des gauginos,  $A_0$  est le couplage trilineaire Higgs-sfermion-sfermion unifié et  $\mu$  est le signe du paramètre de masse des higgsino.

MSUGRA est une théorie supersymétrique brisée par interaction gravitationnelle, menant au MSSM à l'échelle du TeV. Le point SPS1a a été étudié à l'aide de simulations détaillées pour le LHC, mais aussi pour le futur collisionneur linéaire ILC (*International Linear Collider*) [c16, c17, c18]. C'est donc un point de référence idéal pour étudier les possibilités de mesure des paramètres de la supersymétrie et la complémentarité entre les collisionneurs LHC et ILC [c19, a16].

Au point SPS1a, les particules supersymétriques sont produites en majorité sous forme de paires de squarks ou de gluinos. Ceux-ci sont lourds, leur masse est de l'ordre de 500 GeV, et se désintègrent en cascade de neutralinos et de sleptons jusqu'à la LSP, le premier neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ .

La valeur centrale des masses des particules est calculée à l'aide du programme de génération de spectre supersymétrique SUSPECT [d42]. Ces masses et leurs incertitudes de mesure au LHC et ILC sont rappelées dans la table 6.1 [c19]. Le point fort du LHC est le secteur des squarks et des gluinos. Les squarks et les gluinos sont les particules de masses les plus élevées dans ce scénario. Ceci et le fait qu'ils ne couplent pas directement aux leptons font qu'ils sont plus difficiles à produire auprès d'un collisionneur électron-positron. Les points forts d'un collisionneur linéaire de type ILC, sont alors le secteur des sleptons et celui des gauginos. Au LHC, les valeurs des masses

	$m$	LHC	ILC	LHC+ILC		$m$	LHC	ILC	LHC+ILC
$h$	108.99	0.25	0.05	0.05	$\tilde{t}_1$	399.10		2.0	2.0
$H$	393.69		1.5	1.5	$\tilde{b}_1$	518.87	7.5		5.7
$A$	393.26		1.5	1.5	$\tilde{b}_2$	544.85	7.9		6.2
$H^\pm$	401.88		1.5	1.5	$\tilde{q}_L$	562.98	8.7		4.9
$\tilde{\chi}_1^0$	97.21	4.8	0.05	0.05	$\tilde{q}_R$	543.82	9.5		8.0
$\tilde{\chi}_2^0$	180.50	4.7	1.2	0.08	$\tilde{e}_L$	199.66	5.0	0.2	0.2
$\tilde{\chi}_3^0$	356.01		4.0	4.0	$\tilde{e}_R$	142.65	4.8	0.05	0.05
$\tilde{\chi}_4^0$	375.59	5.1	4.0	2.3	$\tilde{\mu}_L$	199.66	5.0	0.5	0.5
$\tilde{\chi}_1^\pm$	179.85		0.55	0.55	$\tilde{\mu}_R$	142.65	4.8	0.2	0.2
$\tilde{\chi}_2^\pm$	375.72		3.0	3.0	$\tilde{\tau}_1$	133.35	6.5	0.3	0.3
$\tilde{g}$	607.81	8.0		6.5	$\tilde{\tau}_2$	203.69		1.1	1.1
					$\tilde{\nu}_e$	183.79		1.2	1.2

TABLE 6.1 – Masses des particules (en GeV) et leurs incertitudes de mesure pour le point SPS1a. La valeur nominale des masses est déterminée par le programme SUSPECT. Les incertitudes sont données pour le LHC après  $300 \text{ fb}^{-1}$  à 14 TeV. Pour l’ILC l’énergie dans le centre de masse, la statistique et la méthode employée dépendent des particules considérées.

des sparticules sont déduites des mesures des limites cinématiques dans les cascades de désintégration, cités table 6.2. L’erreur systématique sur les mesures du LHC est dominée par les échelles d’énergie des jets et des leptons, de respectivement 1% et 0.1%. Ces incertitudes systématiques sont considérées comme indépendantes mais sont corrélées à 99% d’une mesure à l’autre. Ceci sera être pris en compte lors de l’extraction des paramètres du modèle à partir de ces observables dans les sections 7.3 et 7.3.

## 6.2 Le Higgs dans les cascades de désintégration

En s’éloignant légèrement des sentiers battus du point SPS1a, il est possible d’observer des scénarios où la cascade de désintégration,

$$\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q \rightarrow l^\pm l^\mp q \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm l^\mp q$$

est fermée<sup>1</sup>. Le  $\tilde{\chi}_2^0$  se désintègre alors de manière prédominante (voir figure 6.1) en une cascade incluant un Higgs léger, de type :

1. Pour le point SPS1a, cette cascade crée un seuil dans la distribution de la masse invariante  $l^+l^-$ , dont la détermination est la mesure la plus précise de la table 6.2



Mesure	valeur	stat.	LES	JES	theo.
$m_h$	108.99	0.01	0.25		2.0
$m_t$	171.40	0.01		1.0	
$m_{\tilde{l}_L} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$	102.45	2.3	0.1		2.2
$m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$	511.57	2.3		6.0	18.3
$m_{\tilde{q}_R} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$	446.62	10.0		4.3	16.3
$m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{b}_1}$	88.94	1.5		1.0	24.0
$m_{\tilde{g}} - m_{\tilde{b}_2}$	62.96	2.5		0.7	24.5
$m_{ll}^{\max} = f(\tilde{\chi}_2^0, \tilde{l}_R, \tilde{\chi}_1^0)$	80.94	0.042	0.08		2.4
$m_{llq}^{\max} = f(\tilde{q}_L, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^0)$	449.32	1.4		4.3	15.2
$m_{lq}^{\text{low}} = f(\tilde{q}_L, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{l}_R)$	326.72	1.3		3.0	13.2
$m_{ll}^{\max}(\tilde{\chi}_4^0) = f(\tilde{\chi}_4^0, \tilde{l}_R, \tilde{\chi}_1^0)$	254.29	3.3	0.3		4.1
$m_{\tau\tau}^{\max} = f(\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\tau}_1, \tilde{\chi}_1^0)$	83.27	5.0		0.8	2.1
$m_{lq}^{\text{high}} = f(\tilde{q}_L, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{l}_R, \tilde{\chi}_1^0)$	390.28	1.4		3.8	13.9
$m_{llq}^{\text{thres}} = f(\tilde{q}_L, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{l}_R, \tilde{\chi}_1^0)$	216.22	2.3		2.0	8.7
$m_{llb}^{\text{thres}} = f(\tilde{b}_1, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{l}_R, \tilde{\chi}_1^0)$	198.63	5.1		1.8	8.0

TABLE 6.2 – Variables cinématiques observables au LHC pour le point SPS1a. Les valeurs nominales sont données en GeV. Les quatre dernières colonnes regroupent les erreurs statistiques, d'échelle d'énergie des leptons (LES) et des jets (JES) puis théorique.

$$\tilde{q}_L \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 q \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h q$$

Pour des squarks et gluinos de masse de l'ordre de 500 GeV, le taux de production est alors suffisant pour permettre une découverte du Higgs compétitive avec les canaux de production du Modèle Standard. La topologie des événements de ce canal ressemble au cas du Modèle Standard où le Higgs est produit en association avec un boson de jauge  $W$  ou en association avec une paire de quarks top. Mais ici l'énergie transverse manquante est plus élevée. Par conséquent un seuil plus restrictif sur cette variable permet de réduire d'autant plus le bruit de fond QCD. Ce canal, pour un Higgs se désintégrant en  $h \rightarrow b\bar{b}$  et  $h \rightarrow \gamma\gamma$ , est décrit en détail dans la note ATLAS [c20] et la thèse de Michele Consonni [d43], nous n'en présenterons ici que les grandes lignes.

Le premier point de référence choisi est :

$$m_0 = 300 \text{ GeV}, m_{1/2} = 425 \text{ GeV}, A_0 = 200 \text{ GeV}, \tan\beta = 20 \text{ et } \mu > 0 \quad (6.2)$$

La section efficace de production de Higgs dans les cascades SUSY est de 0.77 pb pour ce point. La prédiction de la densité relique calculée par le pro-

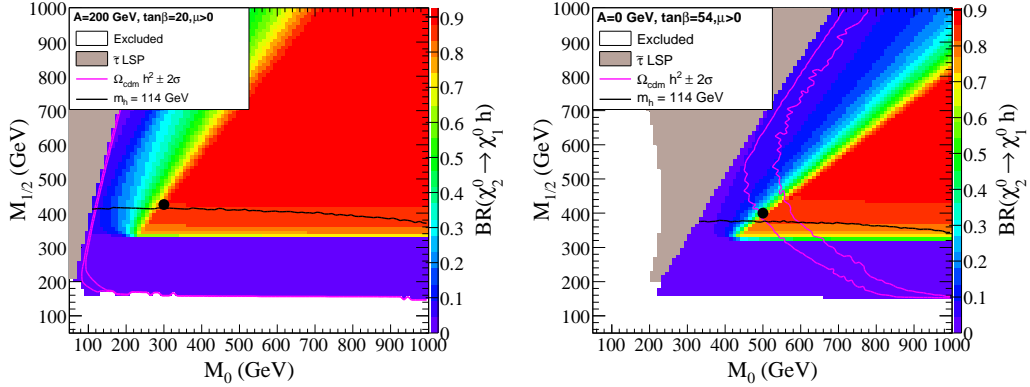


FIGURE 6.1 – Taux de branchement du  $\tilde{\chi}_2^0$  en Higgs et  $\tilde{\chi}_1^0$ , en fonction des paramètres MSUGRA  $m_0$  et  $m_{1/2}$ . Pour  $A_0 = 200$  GeV,  $\tan\beta = 20$ ,  $\mu > 0$  à gauche et  $A_0 = 0$  GeV,  $\tan\beta = 54$ ,  $\mu > 0$  à droite. La région étroite entre les deux contours roses correspond à une densité relique compatible à 2 sigma avec la mesure de WMAP en 2007. Au dessus de la ligne noire la masse du Higgs le plus léger est supérieure à 114 GeV. En dessous du triangle où le taux de branchement est supérieur à 50%, la différence de masse des neutralinos trop petite ferme le canal abruptement. Au dessus, la désintégration  $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{l}^\pm l^\mp$  devient cinématiquement possible et domine de plus en plus. Les deux cercles noirs correspondent aux points de référence étudiés.

gramme micrOMEGAs [d44], pour ce point, est  $\Omega_{cdm}h^2 = 0.91$ . Cette prédiction n'est pas compatible avec la mesure de la densité relique par WMAP en 2007 [d45] qui est de  $\Omega_{cdm}h^2 = \Omega_m h^2 - \Omega_b h^2 = 0.105 \pm 0.009$ . Cependant, en augmentant la valeur de  $\tan\beta$  il est possible de trouver des points compatibles avec la mesure de WMAP. Ce qui nous amène au deuxième point de référence :

$$m_0 = 500 \text{ GeV}, m_{1/2} = 400 \text{ GeV}, A_0 = 0 \text{ GeV}, \tan\beta = 54 \text{ et } \mu > 0 \quad (6.3)$$

La section efficace est alors presque identique à 0.64 pb. La reconstruction du Higgs en deux quarks  $b$  devient toutefois plus difficile, en raison des nombreux  $b$  produits dans les chaînes de désintégrations des gluinos.

Afin de mettre en évidence la résonance  $h \rightarrow b\bar{b}$ , face au bruit de fond du Modèle Standard, on applique les coupures suivantes, les mêmes pour les deux points de références :

- $E_T^{miss} > 300$  GeV.
- 2 jets non étiquetés  $b$  et de  $p_T > 100$  GeV.
- 2 jets étiquetés  $b$  et de  $p_T > 50$  GeV.

– Aucun électron ou muon de  $p_T > 10$  GeV.

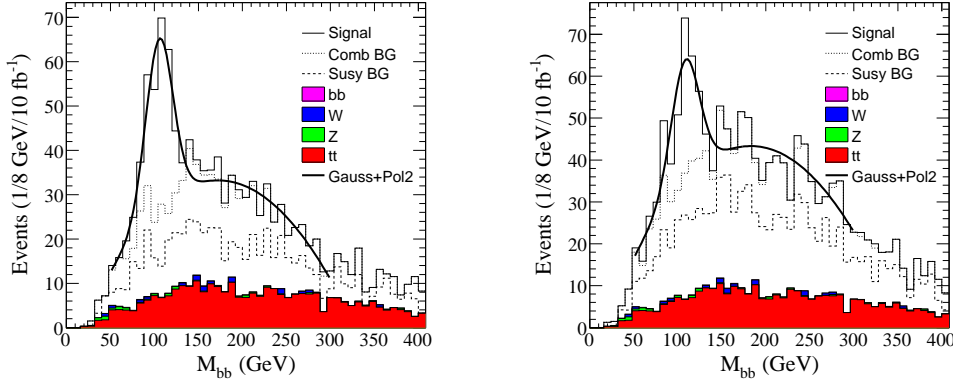


FIGURE 6.2 – Masse invariante des paires de jets étiquetés  $b$ , obtenue avec la simulation rapide d’ATLAS pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  et 14 TeV dans le centre de masse. À gauche pour le point 6.2 à droite pour le point 6.3.

Les deux premières coupures sont typiques d’une recherche de particules supersymétriques avec conservation de la R-parité, tandis que les deux dernières coupures servent à réduire les bruits de fonds  $W$  et  $t\bar{t}$ , avec énergie transverse manquante. En appliquant ces coupures sur des événements Monte-Carlo reconstruits à l’aide de la simulation rapide du détecteur ATLAS, on obtient une signification statistique ( $S/\sqrt{B}$ ) dans la fenêtre de 25 GeV autour de la masse du Higgs, de 12 et 8 respectivement pour les deux scénarios. Ces valeurs sont obtenues avec une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$  et une énergie au LHC de 14 TeV dans le centre de masse, voir figure 6.2.

La découverte combinée du Higgs et d’une signature d’énergie manquante est donc possible dès  $10 \text{ fb}^{-1}$ , mais pour pouvoir donner une interprétation supersymétrique il sera nécessaire d’avoir une statistique plus importante (on utilisera  $300 \text{ fb}^{-1}$  comme référence) et de reconstruire d’autres observables.

Ainsi, en étudiant la cinématique de la cascade, on voit que la masse invariante du système Higgs plus quark est fonction de la masse des particules concernées et comporte un seuil bas et un seuil haut (voir aussi figure 6.3) donnés par :

$$M_{hq, \min}^2 = \frac{m_q^2 - m_{\tilde{\chi}_2^0}^2}{2m_{\tilde{\chi}_2^0}^2} \left[ m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 + m_h^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 \pm \sqrt{\delta} \right] + m_h^2$$

avec

$$\delta = (m_{\tilde{\chi}_2^0}^2 - m_h^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2)^2 - 4m_h^2 m_{\tilde{\chi}_1^0}^2$$

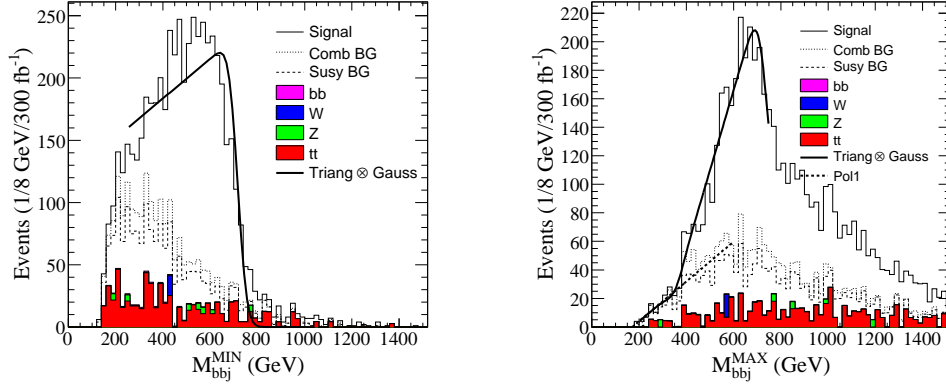


FIGURE 6.3 – Masse invariante du système paire de jets étiquetés  $b$  plus un jet, obtenue avec la simulation rapide d’ATLAS pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  et 14 TeV dans le centre de masse pour le point 6.2. À gauche pour le jet maximisant la masse invariante, à droite pour le jet la minimisant.

Mesure		Valeur	Stat+Syst	LES	JES
$m_t$	(GeV)	175	0.01		1
$m_h$	(GeV)	114.3	0.01	0.25	
$M_{hq}^{\text{edge}}$	(GeV)	732	6		7
$M_{hq}^{\text{threshold}}$	(GeV)	410	18		4
$\sigma(h \rightarrow b\bar{b})/\sigma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$		$> 28$		@ 95% CL	
$\sigma(\text{Any} \rightarrow \ell^+\ell^-)/\sigma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$		$< 0.29$		@ 95% CL	
$m_{H^0}$	(GeV)	629	60		6
$BR(h \rightarrow \gamma\gamma)/BR(h \rightarrow b\bar{b})$	( $\times 10^{-3}$ )	2	1		
$BR(h \rightarrow \tau^+\tau^-)/BR(h \rightarrow WW)$		1.2	0.6		

TABLE 6.3 – Résumé des différentes observables et leurs incertitudes attendues pour le point de référence 6.2. La troisième colonne combine les incertitudes statistiques et systématiques non corrélées. Les deux dernières concernent les incertitudes systématiques liées à l’échelle d’énergie respectivement des leptons (LES) et des jets (JES) corrélées à 99% entre les mesures.

Il est ensuite possible de mettre en évidence l’absence de seuil dans le canal di-leptonique et de mesurer certains rapports d’embranchement du Higgs. Pour minimiser l’impact des erreurs systématiques dominantes (incertitudes sur la luminosité et les efficacités de sélection) on préférera lorsque les mesures si prêtent, utiliser un rapport de mesures. L’ensemble des mesures retenues pour les deux scénarios de références sont rassemblées dans les tableaux 6.3

et 6.4. Le Higgs léger étant de type Modèle Standard il est mesuré dans les canaux di-photons et  $b\bar{b}$  pour les modes de production par fusion de gluons et associés avec une paire de quarks tops. Les autres modes pouvant être utilisés sont  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$  et  $h \rightarrow WW$  dans les modes de production par fusion de bosons [d46]. Le Higgs lourd est à la limite du seuil de découverte en  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  en combinant ATLAS et CMS.

Mesure		Valeur	Stat+Syst	LES	JES
$\Omega_{cdm}h^2$		0.105	0.009		
$m_t$	(GeV)	175	0.01		1
$m_h$	(GeV)	114.5	0.01	0.25	
$M_{hq}^{\text{edge}}$	(GeV)	762	7		7
$\sigma(h \rightarrow b\bar{b})/\sigma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$		> 13		@ 95% CL	
$\sigma(\text{Any} \rightarrow \ell^+\ell^-)/\sigma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$		< 0.05		@ 95% CL	
$m_{H^0}$	(GeV)	411	40		4
$BR(h \rightarrow \gamma\gamma)/BR(h \rightarrow b\bar{b})$	( $\times 10^{-3}$ )	2	1		
$BR(h \rightarrow \tau^+\tau^-)/BR(h \rightarrow WW)$		1.2	0.6		

TABLE 6.4 – Résumé des différentes observables et leurs incertitudes attendues pour le point de référence 6.3, complétées par la mesure de la densité relique cosmologique de WMAP. La valeur centrale de cette dernière est celle mesurée par WMAP après trois ans de données. La troisième colonne combine les incertitudes statistiques et systématiques non corrélées. Les deux dernières concernent les incertitudes systématiques liées à l'échelle d'énergie respectivement des leptons (LES) et des jets (JES) corrélées à 99% entre les mesures.

## 6.3 Contributions personnelles

Ce chapitre présente tout d'abord le point SPS1a et ses observables possibles aux LHC. Bien que purement descriptive cette section est là aussi pour rappeler le travail préparatoire que l'équipe *SFitter* a réalisé dans le cadre de la collaboration sur la complémentarité entre le LHC et l'ILC.

La deuxième section de ce chapitre illustre une analyse supersymétrique que j'avais commencé dans le but de la proposer pour une thèse de doctorat. Je l'ai ensuite poursuivie avec mon étudiant Michele Consonni. Pour les conclusions et plus de détails sur cette analyse, il convient de consulter la thèse de Michele qui avait réalisé l'ajustement des paramètres d'une théorie MSUGRA, sur ces mesures à l'aide du programme *SFitter*.

## 7. Mesurer une Nouvelle Physique avec SFitter

Les théories prédisant une nouvelle physique à l'échelle du TeV sont nombreuses et la plupart s'accommodent d'une WIMP, candidat possible de la matière noire. S'il est possible de découvrir une nouvelle physique au LHC, il faudra aussi accumuler le plus d'observables possibles pour en extraire les propriétés de la théorie sous-jacente.

Le programme *SFitter* est un outil pour l'étude de l'ajustement des paramètres de modèles théoriques sur les futures observations du LHC et des collisionneurs linéaires. À l'aide d'un traitement des incertitudes expérimentales et théoriques rigoureux, le but est de distinguer parmi les modèles considérés lequel peut être à l'origine des mesures accumulées.

*SFitter* produit tout d'abord une carte de vraisemblance en comparant mesures et prédictions théoriques. Si le nombre de paramètres du modèle est suffisamment petit, il est possible de construire cette carte par un balayage systématique de la région considérée de l'espace des paramètres. Cette procédure est en générale trop lente et il convient d'utiliser des algorithmes plus pertinents. *SFitter* propose pour cela un algorithme de chaînes de Markov.

*SFitter* utilise des programmes tiers pour calculer toutes les prédictions théoriques. Ces programmes tiers ont été écrits et mis aimablement à la disposition du public par leurs auteurs. Les modèles interfacés à ce jour sont les modèles supersymétriques de type MSSM (avec la possibilité de programmer des contraintes supplémentaires) ainsi que MSUGRA, GMSB et AMSB. Les quantités théoriques sont calculées à l'ordre suivant l'ordre dominant (*Next to Leading Order* ou NLO) voir plus selon la configuration. Les programmes tiers interfacés avec la version supersymétrique de *SFitter* sont, SUSPECT [d42] et SOFTSUSY [d47] pour les calculateurs de spectre, PROSPINO [d48, d49, d50] pour les prédictions des sections efficaces de production au LHC, SUSYHIT [d51] pour les rapports de branchements du Higgs et des particules supersymétriques et micrOMEGAs [d44] pour le calcul de la densité relique.

À partir de la carte de vraisemblance, on détermine une liste ordonnée des points de l'espace des paramètres, correspondants aux maximums locaux. Chaque maximum local est ensuite ajusté par une procédure de gradient, de type MINUIT [d52], afin de déterminer les valeurs centrales des paramètres et leurs incertitudes. La carte de vraisemblance est aussi utilisée pour produire des distributions en fonction d'un ou plusieurs paramètres, en tenant compte de leurs corrélations.

## 7.1 Les chaînes de Markov

Un processus de Markov est défini comme un processus stochastique dans lequel la probabilité de détermination de l'état suivant (au temps  $n + 1$ ) ne dépend que de l'état présent (le temps  $n$ ) la connaissance des états précédents (aux temps  $< n$ ) n'apportant pas d'information supplémentaire.

Dans le cas d'un ajustement de paramètres, un état est défini comme un point dans l'espace des paramètres et la valeur de sa vraisemblance  $\mathcal{L}$ . À partir d'un état  $n$ , on détermine un candidat  $n + 1$ , selon un processus de Markov adapté. Le candidat  $n + 1$  est alors choisi, si il satisfait une des deux conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{L}_{n+1} > \mathcal{L}_n \\ \frac{\ln \mathcal{L}_n}{\ln \mathcal{L}_{n+1}} > \text{Valeur aléatoire dans l'intervalle } [0, 1] \end{array} \right. \quad (7.1)$$

Il est toujours possible de choisir pour processus de sélection des candidats un tirage aléatoire indépendant de l'état  $n$ , mais cela n'est pas en général la méthode la plus efficace en termes de temps de calcul. Pour décrire l'espace des paramètres de manière optimale, c'est à dire sans négliger de région intéressante en termes de vraisemblance, le processus de sélection des candidats doit être adapté. Si la forme générale de la vraisemblance est connue a priori par exemple, il est possible d'accélérer le processus de choix des candidats. Ceci se fait de manière équivalente aux techniques de génération Monte-Carlo d'un processus résonant.

Une autre méthode pour augmenter l'efficacité de sélection consiste à générer les candidats  $n + 1$  autour de l'état  $n$ . *SFitter* utilise pour cela une distribution de Landau centrée sur le point courant et s'étendant jusqu'aux limites (finies où infinies) de l'espace des paramètres. Le type de distribution choisi est arbitraire, l'avantage d'une distribution de Landau étant de pouvoir s'adapter à des limites de paramètre finies ou infinies. Chaque paramètre est généré à partir de sa propre distribution, sans tenir compte des

corrélations. Il faut noter que des corrélations importantes entre paramètres, auront tendance à diminuer l'efficacité de sélection.

L'avantage des chaînes de Markov comparées à un balayage classique est la vitesse de convergence. Dans le cas d'un balayage classique celle-ci diminue exponentiellement avec le nombre de paramètres, tandis que pour des chaînes de Markov la dépendance est plus linéaire. En particulier les paramètres sans influence sur la valeur de la vraisemblance ne ralentissent pas le processus de convergence. En effet, dans ce cas un balayage classique bouclera de nombreuses fois sur tout l'espace des paramètres, tandis que la technique des chaînes de Markov sera à peine ralentie par un tirage aléatoire superflu.

Toutefois les chaînes de Markov ne garantissent aucunement de trouver le véritable maximum de vraisemblance. Elles ne sont pas non plus immunisées contre un mauvais choix de paramètre, qui pourrait interdire ou ne pas explorer suffisamment toute une région de l'espace. Par exemple, choisir le paramètre  $x \in [0, +\infty[$  lorsque la valeur intervenant dans les prédictions du modèle est  $1/x \in [0, +\infty[$  amènera à ne jamais tester le cas  $1/x = 0$ .

Théoriquement il suffit d'augmenter le nombre de points dans les chaînes pour résoudre ce genre de problème, mais l'intérêt de la vitesse de convergence est alors annulé. Il est en général préférable d'étudier différents jeux de paramètres et d'avoir recours à un ajustement de type gradient, pour affiner la valeur des points autour des maximums de vraisemblances.

## 7.2 Traitement des incertitudes

Les mesures citées dans les tables 6.2, 6.3 et 6.4 incluent les incertitudes statistiques, systématiques et théoriques. Les incertitudes statistiques sont traitées comme gaussiennes et non corrélées. Les incertitudes systématiques dominantes considérées sont, l'échelle d'énergie des leptons et des jets [c19] et sont considérées comme corrélées à 99% entre les mesures. Les erreurs théoriques dépendent du modèle considéré, elles sont estimées sur les valeurs des masses et propagées sur les observables.

Les prédictions théoriques, ne relevant pas d'un processus stochastique, leur incertitude est considérée comme plate. C'est à dire que la probabilité d'une mesure ne dépend pas de sa valeur, tant qu'elle reste située dans l'intervalle théorique permis. Il peut sembler restrictif de ne pas étendre les incertitudes théoriques avec une queue (de type gaussien ou Landau) mais cela serait admettre qu'une correction d'ordre supérieure pourrait être arbitrairement grande, ce qui est contraire au principe des corrections perturbatives.

Les incertitudes théoriques n'étant pas considérées comme provenant d'une



distribution de probabilité, il n'est donc pas très rigoureux de calculer l'incertitude totale comme résultant de la convolution de deux distributions. Il convient plutôt de suivre le schéma Rfit de combinaison des incertitudes expérimentales et théoriques, tel qu'il fut décrit par la collaboration CKMfitter [d53]. Dans ce schéma, la distribution de probabilité résultant de la combinaison des erreurs est considérée comme plate, dans l'intervalle théorique permis et gaussienne en dehors de cet intervalle. La fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$  pour un ensemble de mesure  $\vec{d}$ , dont les corrélations sont données par la matrice  $C$ , est alors définie par :

$$\chi^2 = \vec{\chi}_d^T C^{-1} \vec{\chi}_d = -2 \ln \mathcal{L} \quad (7.2)$$

où,

$$\chi_{d,i} = \begin{cases} 0, & |d_i - \bar{d}_i| < \sigma_i^{(theo)} \\ \frac{|d_i - \bar{d}_i| - \sigma_i^{(theo)}}{\sigma_i^{(exp)}} & |d_i - \bar{d}_i| > \sigma_i^{(theo)} \end{cases} \quad (7.3)$$

avec  $\bar{d}_i$  la prédiction théorique pour l'observable  $i$  et  $d_i$  sa mesure expérimentale. Tandis que  $\sigma_i^{(theo)}$  et  $\sigma_i^{(exp)}$  correspondent aux incertitudes théoriques et expérimentales.

Les incertitudes expérimentales sont considérées comme gaussiennes et l'incertitude expérimentale totale est la somme en quadrature des différentes contributions :

$$\sigma^{(exp)} = \sqrt{\sigma^2 (stat) + \sigma^2 (l) + \sigma^2 (j)} \quad (7.4)$$

où  $\sigma^{(stat)}$ ,  $\sigma^{(l)}$  et  $\sigma^{(j)}$  correspondent respectivement aux incertitudes statistiques et aux incertitudes dues à l'échelle d'énergie des leptons et des jets. Les corrélations sont prises en compte par la matrice  $C$  définie par :

$$C_{i,i} = 1 \quad C_{i,j} = C_{j,i} = \frac{0.99\sigma_i^{(\ell)}\sigma_j^{(\ell)} + 0.99\sigma_i^{(j)}\sigma_j^{(j)}}{\sigma_i^{(exp)}\sigma_j^{(exp)}} \quad (7.5)$$

Cette définition de la vraisemblance doit toutefois être utilisée avec précaution. En effet, la dérivée seconde du  $\chi^2$  comporte deux discontinuités qui peuvent désorienter certains algorithmes d'ajustement, dont MINOS de MINUIT. En particulier, la détermination des erreurs sur les paramètres peut être faussée. Pour avoir une détermination correcte des erreurs il est alors préférable de simuler de nombreux ajustements, pour déduire les erreurs de la distribution des paramètres. Chaque ajustement est alors réalisé en distribuant aléatoirement les observables, autour de leur valeur centrale et selon leur distribution de vraisemblance.

$\mathcal{L}$	$\chi^2$	$m_0$	$m_{1/2}$	$\tan \beta$	$A_0$	$\mu$	$m_t$
0.96	0.09	102.0	254.0	11.5	-95.2	+	172.4
0.047	1.50	104.8	242.1	12.9	-174.4	-	172.3
$1.3 \times 10^{-16}$	73.2	108.1	266.4	14.6	742.4	+	173.7
$5.1 \times 10^{-31}$	139.5	112.1	261.0	18.0	632.6	-	173.0
...							

TABLE 7.1 – Liste des maximums de vraisemblance trouvés par SFitter avec MSUGRA pour le point SPS1a. Les masses sont données en GeV.

Toutefois lorsque cela est possible on préférera ne faire qu'un seul ajustement et utiliser l'algorithme MINOS de MINUIT pour déterminer les erreurs. MINOS détermine les erreurs à partir de l'intervalle  $\chi^2 \pm 1$  ce qui a l'avantage de ne pas faire l'hypothèse que les incertitudes sont de type gaussien.

### 7.3 Résultats pour SPS1a et MSUGRA

Le modèle MSUGRA avec seulement 5 paramètres, contre plus de 100 pour le MSSM, se prête facilement à un ajustement. Toutefois, ce nombre réduit de paramètres est lié aux hypothèses faites sur le mécanisme de brisure de symétrie. Pour une analyse impartiale des mesures du LHC (mais aussi de l'ILC) il convient de ne faire aucune hypothèse a priori sur ce mécanisme, qui devra être déduit des données par une analyse du bas vers le haut, en termes d'échelle d'énergie et non l'inverse.

Les résultats de l'ajustement des mesures de la table 6.2, sur un modèle MSUGRA par l'algorithme de chaînes de Markov sont résumés sous forme de liste ordonnée dans le tableau 7.1. Il faut noter que les valeurs utilisées dans l'ajustement sont brouillées de manière aléatoire autour des valeurs centrales. De plus, celles-ci sont calculées avec SUSPECT tandis que le modèle MSUGRA ajusté est calculé par SOFTSUSY. Les calculs des deux générateurs de spectre étant légèrement différents, ceci permet de créer artificiellement un début d'erreur théorique. Les incertitudes théoriques sont dominées par les contribution d'ordres supérieurs et sont estimées à 1% et 3% pour respectivement, les masses des particules supersymétriques interagissant faiblement et fortement [d54, d55, d56].

À partir du balayage des chaînes de Markov (600000 points visités par 30 chaînes pendant une centaine d'heures de CPU) on construit les distributions du maximum de vraisemblance, en fonction de la valeur d'un ou deux des paramètres. Il est ainsi possible de visualiser maximums secondaires et corrélations, voir figures 7.1 et 7.2. Toutefois ces distributions ne sont pas

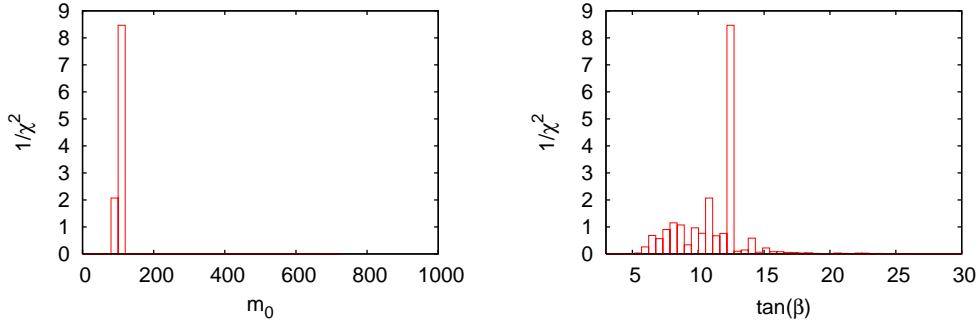


FIGURE 7.1 – Distribution du maximum de  $1/\chi^2$  en fonction des paramètres  $m_0$  (en GeV) à gauche et  $\tan \beta$  à droite, pour le point SPS1a avec un modèle de type MSUGRA.

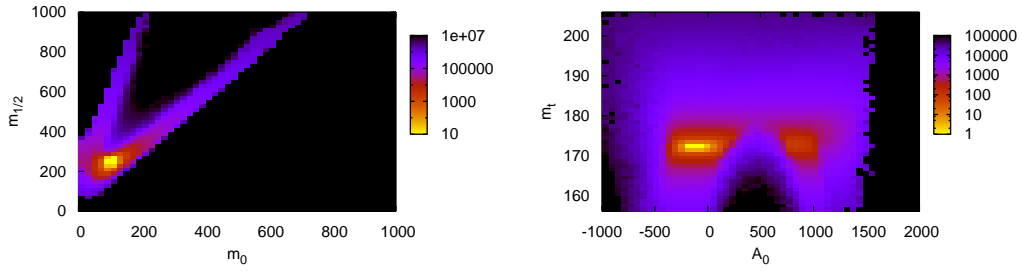


FIGURE 7.2 – Distribution du maximum de  $1/\chi^2$  en fonction du couple de paramètres  $(m_0, m_{1/2})$  à gauche et  $(A_0, m_t)$  à droite, pour le point SPS1a avec un modèle de type MSUGRA. Les masses et  $A_0$  sont donnés en GeV. Les deux branches de forme quasi-parabolique présentent dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  s'expliquent par le fait que les masses interviennent dans les observables à travers des seuils cinématiques, donc en quadrature. Cet effet est aussi visible dans le plan  $(A_0, m_t)$ , bien qu'il soit masqué par la présence d'un maximum secondaire.

destinées à être interprétées en termes de densité de probabilité.

Avec les mesures seules du LHC, l'algorithme retrouve le maximum de vraisemblance attendu ainsi que trois maximums secondaires. La valeur des paramètres au maximum de vraisemblance est légèrement différente de celle générée, car les mesures sont brouillées et que la mesure du seuil sur la masse

	erreur			corrélation				
	exp masses	exp seuils	exp+th seuils	$m_0$	$m_{1/2}$	$\tan \beta$	$A_0$	$m_t$
$m_0$	4.11	0.50	2.17	1	0.501	0.432	0.094	0.214
$m_{1/2}$	1.81	0.73	2.61		1	-0.206	0.740	0.720
$\tan \beta$	1.69	0.65	2.45			1	-0.401	-0.256
$A_0$	36.2	21.2	49.6				1	0.648
$m_t$	0.94	0.26	0.97					1

TABLE 7.2 – Erreurs sur les paramètres calculés à partir de  $\chi^2 \pm 1$  autour du point de maximum de vraisemblance et leur matrice de corrélation, pour le point SPS1a avec un modèle de type MSUGRA. Les erreurs sur les masses et  $A_0$  sont données en GeV. Les trois colonnes d’erreurs correspondent aux résultats obtenus à partir des valeurs des masses extraites, des seuils observés, puis en tenant compte des erreurs théoriques dans ce dernier cas.

invariante di-leptonique est largement dominante.

Le premier maximum secondaire est la solution miroir en  $\mu < 0$  du vrai maximum, compensée par un décalage en  $\tan \beta$ , dû à la corrélation de ces deux paramètres dans le secteur des charginos et neutralinos. Avec des mesures plus précises dans ce secteur, par exemple à l’ILC, cette dégénérescence est levée. Le second maximum secondaire est une solution à grand  $A_0$  pour une masse du top décalée d’environ 1 GeV, en raison de la corrélation de ces deux paramètres dans la prédiction de la masse du Higgs léger. Une plus grande précision sur la masse du top, permettrait donc d’éliminer totalement cette solution ainsi que la suivante qui en est le miroir en  $\mu < 0$ .

Les erreurs sur les paramètres et leurs corrélations calculées autour du point de maximum de vraisemblance avec l’algorithme MINOS de MINUIT, sont reportées dans la table 7.2. Ces erreurs sont largement dominées par les incertitudes théoriques. La masse du top bénéficie des corrélations avec les autres mesures pour améliorer légèrement son incertitude de départ. Celle-ci est de 1 GeV et dominée par l’échelle d’énergie des jets. Les résultats utilisant les masses extraites ne bénéficient pas des corrélations théoriques entre observables et donnent des erreurs bien plus grandes, car les masses peuvent alors varier indépendamment. Dans le cas des résultats obtenus à partir des seuils, ce sont des différences de masses qui interviennent. En utilisant une matrice de corrélation entre les masses extraites les résultats seraient similaires.

Le paramètre le mieux déterminé est la masse des scalaires et des gauginos à l’échelle d’unification,  $m_{1/2}$ , grâce à la mesure précise du seuil sur la masse

invariante di-leptonique. Toutefois cette information est reliée uniquement aux première et deuxième générations de sleptons. Dans un modèle où les trois générations ne sont pas unifiées a priori, le secteur des staus ne sera plus contraint par cette mesure. On voit là l'effet d'a priori de l'hypothèse sur le mécanisme de brisure de symétrie.

## 7.4 Résultats pour SPS1a et MSSM

Si une nouvelle physique est découverte au LHC il semble naturel de chercher à la décrire tout d'abord à l'échelle du TeV. Dans le cas de la supersymétrie on étudiera donc les implications de ces découvertes sur un lagrangien à basse échelle, comme par exemple celui du MSSM.

Le nombre de paramètres du MSSM peut être supérieur à 100. Mais ce nombre se réduit à une vingtaine, lorsqu'on ne considère que les paramètres ayant une influence sur la valeur des observables, aux précisions accessibles au LHC. En incluant la masse du top, on retiendra 19 paramètres listés table 7.4. Les paramètres  $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  sont les paramètres de masse des gauginos et  $\mu$  est le paramètre de masse des higgsinos.

	$\mu < 0$				$\mu > 0$			
					SPS1a			
$M_1$	96.6	175.1	103.5	365.8	98.3	176.4	105.9	365.3
$M_2$	181.2	98.4	350.0	130.9	187.5	103.9	348.4	137.8
$\mu$	-354.1	-357.6	-177.7	-159.9	347.8	352.6	178.0	161.5
$\tan \beta$	14.6	14.5	29.1	32.1	15.0	14.8	29.2	32.1
$M_3$	583.2	583.3	583.3	583.5	583.1	583.1	583.3	583.4
$M_{\tilde{\tau}_L}$	114.9	2704.3	128.3	4794.2	128.0	229.9	3269.3	118.6
$M_{\tilde{\tau}_R}$	348.8	129.9	1292.7	130.1	2266.5	138.5	129.9	255.1
$M_{\tilde{\mu}_L}$	192.7	192.7	192.7	192.9	192.6	192.6	192.7	192.8
$M_{\tilde{\mu}_R}$	131.1	131.1	131.1	131.3	131.0	131.0	131.1	131.2
$M_{\tilde{e}_L}$	186.3	186.4	186.4	186.5	186.2	186.2	186.4	186.4
$M_{\tilde{e}_R}$	131.5	131.5	131.6	131.7	131.4	131.4	131.5	131.6
$M_{\tilde{q}^3_L}$	497.1	497.2	494.1	494.0	495.6	495.6	495.8	495.0
$M_{\tilde{t}_R}$	1073.9	920.3	547.9	950.8	547.9	460.5	978.2	520.0
$M_{\tilde{b}_R}$	497.3	497.3	500.4	500.9	498.5	498.5	498.7	499.6
$M_{\tilde{q}_L}$	525.1	525.2	525.3	525.5	525.0	525.0	525.2	525.3
$M_{\tilde{q}_R}$	511.3	511.3	511.4	511.5	511.2	511.2	511.4	511.5
$A_t (-)$	-252.3	-348.4	-477.1	-259.0	-470.0	-484.3	-243.4	-465.7
$A_t (+)$	384.9	481.8	641.5	432.5	739.2	774.7	440.5	656.9
$m_A$	350.3	725.8	263.1	1020.0	171.6	156.5	897.6	256.1
$m_t$	171.4	171.4	171.4	171.4	171.4	171.4	171.4	171.4

TABLE 7.3 – Liste des 8 maximums de vraisemblance obtenus pour le point SPS1a avec le modèle MSSM, chacun avec deux alternatives sur la valeur de  $A_t$ . Les masses et les couplages trilineaires sont donnés en GeV. La valeur de la vraisemblance est sensiblement la même pour tous les points. Le 5<sup>ème</sup> point est le plus près du point SPS1a.

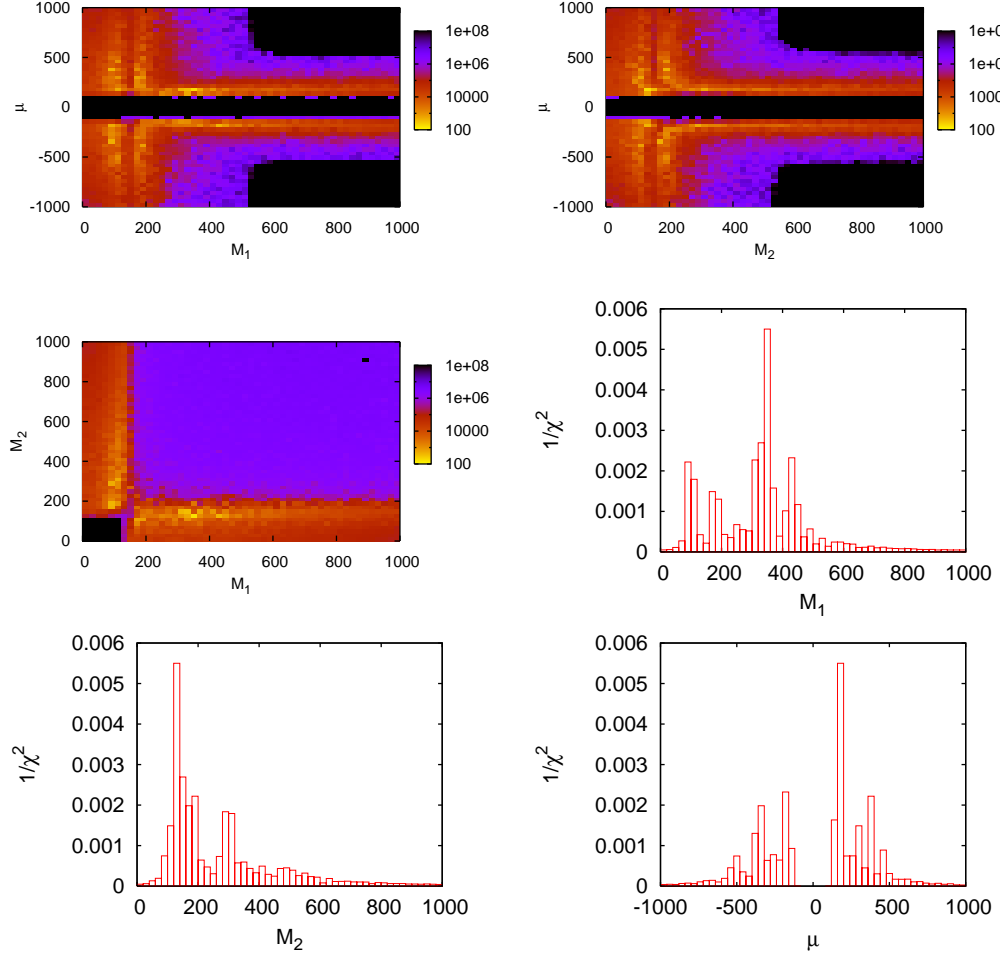


FIGURE 7.3 – Distribution du  $\chi^2$  pour le point SPS1a au LHC avec le modèle MSSM en fonction des paramètres  $M_1$ ,  $M_2$  et  $\mu$  décrivant le secteur des neutralinos. Dans le plan  $(M_1, M_2)$  on distingue les deux solutions possibles pour le gaugino LSP. Dans les plan  $(M_{1,2}, \mu)$  on voit que lorsque les paramètres de masse des gauginos sont élevés, alors le paramètre de masse du higgsino  $\mu$  est contraint aux petites valeurs. La distribution de  $1/\chi^2$  en fonction de  $M_1$  ou de  $M_2$  fait bien apparaître les trois pics de masse des neutralinos observable au LHC (97, 180 et 375 GeV) avec toutefois un pic inexplicé vers 400 GeV pour  $M_1$ .

	LHC		ILC		LHC+ILC		SPS1a
$\tan \beta$	10.0 $\pm$	4.5	12.1 $\pm$	7.0	12.6 $\pm$	6.2	10.0
$M_1$	102.1 $\pm$	7.8	103.3 $\pm$	1.1	103.2 $\pm$	0.95	103.1
$M_2$	193.3 $\pm$	7.8	194.1 $\pm$	3.3	193.3 $\pm$	2.6	192.9
$M_3$	577.2 $\pm$	14.5	fixed 500		581.0 $\pm$	15.1	577.9
$M_{\tilde{\tau}_L}$	227.8 $\pm \mathcal{O}(10^3)$		190.7 $\pm$	9.1	190.3 $\pm$	9.8	193.6
$M_{\tilde{\tau}_R}$	164.1 $\pm \mathcal{O}(10^3)$		136.1 $\pm$	10.3	136.5 $\pm$	11.1	133.4
$M_{\tilde{\mu}_L}$	193.2 $\pm$	8.8	194.5 $\pm$	1.3	194.5 $\pm$	1.2	194.4
$M_{\tilde{\mu}_R}$	135.0 $\pm$	8.3	135.9 $\pm$	0.87	136.0 $\pm$	0.79	135.8
$M_{\tilde{e}_L}$	193.3 $\pm$	8.8	194.4 $\pm$	0.91	194.4 $\pm$	0.84	194.4
$M_{\tilde{e}_R}$	135.0 $\pm$	8.3	135.8 $\pm$	0.82	135.9 $\pm$	0.73	135.8
$M_{\tilde{q}^3_L}$	481.4 $\pm$	22.0	499.4 $\pm \mathcal{O}(10^2)$		493.1 $\pm$	23.2	480.8
$M_{\tilde{t}_R}$	415.8 $\pm \mathcal{O}(10^2)$		434.7 $\pm \mathcal{O}(10^2)$		412.7 $\pm$	63.2	408.3
$M_{\tilde{b}_R}$	501.7 $\pm$	17.9	fixed 500		502.4 $\pm$	23.8	502.9
$M_{\tilde{q}_L}$	524.6 $\pm$	14.5	fixed 500		526.1 $\pm$	7.2	526.6
$M_{\tilde{q}_R}$	507.3 $\pm$	17.5	fixed 500		509.0 $\pm$	19.2	508.1
$A_\tau$	fixed 0		613.4 $\pm \mathcal{O}(10^4)$		764.7 $\pm \mathcal{O}(10^4)$		-249.4
$A_t$	-509.1 $\pm$	86.7	-524.1 $\pm \mathcal{O}(10^3)$		-493.1 $\pm$	262.9	-490.9
$A_b$	fixed 0		fixed 0		199.6 $\pm \mathcal{O}(10^4)$		-763.4
$A_{l1,2}$	fixed 0		fixed 0		fixed 0		-251.1
$A_{u1,2}$	fixed 0		fixed 0		fixed 0		-657.2
$A_{d1,2}$	fixed 0		fixed 0		fixed 0		-821.8
$m_A$	406.3 $\pm \mathcal{O}(10^3)$		393.8 $\pm$	1.6	393.7 $\pm$	1.6	394.9
$\mu$	350.5 $\pm$	14.5	354.8 $\pm$	3.1	354.7 $\pm$	3.0	353.7
$m_t$	171.4 $\pm$	1.0	171.4 $\pm$	0.12	171.4 $\pm$	0.12	171.4

TABLE 7.4 – Résultats de l’ajustement des mesures SPS1a avec le modèle MSSM générique. Les mesures du LHC sont celles incluant les seuils cinématiques citées dans la table 6.2. Pour le ILC on utilise les mesures des masses de la table 6.1. Les masses et les couplages trilinéaires sont en GeV.

Le calcul du spectre des masses dans le MSSM se faisant directement à l’échelle du TeV, donc sans équations de renormalisation, les incertitudes théoriques sont plus faibles que dans le cas MSUGRA. On retiendra une incertitude relative de 1% pour les sparticules interagissant fortement, 0.5% pour celles interagissant faiblement [d54, d55, d56] et 2% sur la masse du Higgs léger [d57, d58, d59].

La liste des maximums de vraisemblance trouvés par l’algorithme de chaînes de Markov est présentée dans le tableau 7.3. On retrouve la solution SPS1a et les maximums secondaires en  $\mu < 0$  et  $A_t > 0$  auxquels s’ajoute une symétrie sur  $M_1$ ,  $M_2$  et  $\mu$ . Les cas où  $M_1 < M_2 < |\mu|$  sont de type MSUGRA et sont aussi probable que les cas  $M_2 < M_1 < |\mu|$ ,  $M_1 < |\mu| < M_2$



et  $M_2 < |\mu| < M_1$ . Seuls les deux cas  $\mu < M_{1,2}$  où le neutralino le plus léger serait de type higgsino, sont défavorisés. Dans les quatre autres cas les masses des trois neutralinos observés au LHC ( $\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_2^0$  et  $\tilde{\chi}_4^0$ ) reste inchangées. Même si leur contenu en termes de higgsino et gaugino est différent. Voir la figure 7.3 pour une illustration de la détermination des masses, dans le secteur des neutralinos. On a donc  $2 \times 2 \times 4 = 16$  maximums de vraisemblance, dont le  $\chi^2$  est souvent du même ordre de grandeur.

À partir des 22 mesures accessibles au LHC il semble possible, a priori de contraindre les 19 paramètres du modèle. Toutefois, ces 22 mesures ne font intervenir que 15 masses différentes. Cinq des paramètres du modèle ne sont pas ou peu contraint au LHC :  $m_A$ ,  $M_{\tilde{t}_R}$ ,  $A_t$ ,  $M_{\tilde{\tau}_1}$  et  $M_{\tilde{\tau}_2}$ . Les trois premiers n'interviennent pas dans les observables utilisées. Le problème des sfermions vient du fait qu'une variation en  $\tan \beta$  peut être compensée par la variation d'un autre paramètre. Le manque de contraintes sur  $\tan \beta$  combiné aux mesures peu précises dans le secteur des  $\tilde{\tau}$ , conduit donc à une quasi impossibilité de déterminer les paramètres de masse correspondants.

Les résultats du calcul d'erreur autour du point de maximum de vraisemblance, reportés dans le tableau 7.4, illustrent parfaitement la complémentarité des machines LHC et ILC, pour découvrir la supersymétrie à l'échelle du TeV. En particulier, l'ILC seul ne peut pas mesurer le secteur des squarks. Alors qu'en combinant les mesures des deux collisionneurs il serait possible de déterminer tous les paramètres (sauf les couplages tri-linéaires des deux premières familles) avec une bonne précision.

## 7.5 Contributions personnelles

L'équipe *SFitter* s'est constituée autour de Dirk Zerwas, Tilman Plehn et moi même aux Houches en 2003, rejoints l'année d'après par Michael Rauch. La première théorie visée par ce programme était bien sûr la supersymétrie. Le premier chapitre de cette partie sert donc surtout à donner un ton plus général à *SFitter* tout en justifiant rapidement le choix de la supersymétrie comme premier sujet.

Ce dernier chapitre traite des techniques employés dans le programme *SFitter* et des résultats obtenus pour le point de référence SPS1a. Mes contributions dans *SFitter* sont une grande partie du code et le traitement des incertitudes. Ceci grâce aux nombreuses discussions avec mes collègues de CKMfitter, Andreas Hocker, Sandrine Laplace et François Le Diberder.

L'algorithme des chaînes de Markov a été développée par Michael. Pendant ce temps je travaillais sur un algorithme de recuit simulé (*simulated annealing*) aux propriétés équivalentes. Toutefois les chaînes de Markov se

sont avérées plus efficaces et fiables. L'algorithme de recuit simulé fut donc abandonné.

Dans les débuts de *SFitter* nous utilisions les masses extraites dans les ajustements. Je réalisai alors qu'une partie de l'information était perdue dans le processus d'extraction et j'implémentais les formules des seuils dans le code. Le résultat fut, une erreur finale près de 8 fois plus petite sur le paramètre  $m_0$  de MSUGRA.

Les interprétations que je donne des résultats des ajustements, illustrent ma compréhension acquise au fil des ans des modèles supersymétriques. Elles n'auraient pas été possibles sans les enseignements de Dirk et Tilman. Enfin écrire des interfaces entre le code de *SFitter* et des codes de calculs théoriques, m'a permis de discuter avec de nombreux théoriciens et de me familiariser un peu plus avec la phénoménologie de la supersymétrie.



# Conclusions

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est opérationnel dans le puits depuis maintenant plus de trois ans. 300 millions de cosmiques ont permis de vérifier que l'uniformité du détecteur était dans les limites attendues. Les premières données de collisions de décembre 2009 ont déjà permis de mettre en évidence les résonances  $\pi^0$  et  $\eta$  en deux photons. Mais c'est avec les collisions à 7 TeV dans le centre de masse, prévues en 2010, que se réalisera vraiment le travail accompli jusqu'à présent.

La supersymétrie est un modèle théorique parmi d'autres et personne ne peut prétendre savoir ce que le LHC nous permettra de découvrir. L'étude de l'extraction de paramètres d'une théorie supersymétrique avec *SFitter* est un début, qui se poursuivra en s'intéressant à d'autres types de modèles. Comme nous l'avons déjà fait avec l'étude du secteur de Higgs, dans le cas d'un modèle générique à deux doublets de Higgs [a14].

Mais, le jour où seront publiées les premières observables de la nouvelle physique au LHC, nous n'aurons peut être pas encore de modèle théorique à leur appliquer !



# Publications et Références

## a Publications avec comité de lecture

- [a1] **ATLAS Collaboration**, G. Aad *et al.*, “The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider,” *JINST* **3** (2008) S08003.
- [a2] **ATLAS Liquid Argon Back End Electronics Group** Collaboration, A. Bazan *et al.*, “The ATLAS liquid argon calorimeter read-out system,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006) 735–740.
- [a3] **ATLAS Liquid Argon Back End Electronics Group** Collaboration, A. Bazan *et al.*, “ATLAS liquid Argon calorimeter back end electronics,” *JINST* **2** (2007) P06002.
- [a4] **ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Group** Collaboration, B. Aubert *et al.*, “Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A558** (2006) 388–418.
- [a5] **ATLAS Electromagnetic Calorimeter Group** Collaboration, B. Aubert *et al.*, “Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter end- cap module 0,” *Nucl. Instrum.* **A500** (2003) 178–201.
- [a6] **ATLAS Electromagnetic Calorimeter Group** Collaboration, B. Aubert *et al.*, “Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0,” *Nucl. Instrum.* **A500** (2003) 202–231.
- [a7] **ATLAS Liquid Argon Calorimeter Group** Collaboration, J. Colas *et al.*, “Position resolution and particle identification with the ATLAS em calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A550** (2005) 96–115.
- [a8] **ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Group** Collaboration, M. Aharrouche *et al.*, “Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A597** (2008) 178–188.
- [a9] **ATLAS Barrel Calorimeter Group** Collaboration, E. Abat *et al.*, “Study of the response of the ATLAS central calorimeter to pions of

- energies from 3 to 9 GeV,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A607** (2009) 372–386.
- [a10] **ATLAS Electromagnetic Calorimeter Group** Collaboration, M. Aharrouche *et al.*, “Study of the response of ATLAS electromagnetic liquid argon calorimeters to muons,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A606** (2009) 419–431.
  - [a11] **ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Group** Collaboration, M. Aharrouche *et al.*, “Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A568** (2006) 601–623.
  - [a12] **ATLAS Electromagnetic Calorimeter Group** Collaboration, M. Aharrouche *et al.*, “Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A582** (2007) 429–455.
  - [a13] R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, and D. Zerwas, “Measuring supersymmetry,” *Eur. Phys. J.* **C54** (2008) 617–644.
  - [a14] R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, D. Zerwas, and M. Duhrssen, “Measuring the Higgs sector,” *JHEP* **08** (2009) 009.
  - [a15] **LHC/LC Study Group** Collaboration, G. Weiglein *et al.*, “Physics interplay of the LHC and the ILC,” *Phys. Rept.* **426** (2006) 47–358.
  - [a16] J. A. Aguilar-Saavedra *et al.*, “Supersymmetry parameter analysis : SPA convention and project,” *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 43–60.

## b Communications à des conférences

- [b1] **ATLAS Liquid Argon Calorimeter Group** Collaboration, R. Lafaye, “ATLAS electromagnetic barrel calorimeter performance in recent testbeams,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A572** (2007) 82–84. 10th Pisa Meeting on Advanced Detectors : Frontier Detectors for Frontier Physics, La Biodola, Elba, Italy, 21-27 May 2006.
- [b2] M. Aleksa *et al.*, “ATLAS H8 testbeam data analysis combining information from the liquid argon calorimeter and a monitored drift tube muon tracking chamber,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A572** (2007) 117–119. 10th Pisa Meeting on Advanced Detectors : Frontier Detectors for Frontier Physics, La Biodola, Elba, Italy, 21-27 May 2006.
- [b3] R. Lafaye *et al.*, “Reconstruction of fundamental susy parameters at LHC and at a future linear collider,”. Prepared for 32nd International

Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China, 16-22 Aug 2004.

- [b4] R. Lafaye, M. Rauch, T. Plehn, and D. Zerwas, “SFitter : Determining supersymmetric parameters,”. Geneva 2007, Statistical Issues for LHC Physics, CERN-2008-001.

## c Autres publications

- [c1] **ATLAS** Collaboration, “Detector and physics performance TDR,” *Atlas* (1999) . ATLAS-TDR-14.
- [c2] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, “Expected performance of the ATLAS experiment - detector, trigger and physics,” [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](#).
- [c3] **ATLAS** Collaboration, J. Abdallah *et al.*, “Measurement of missing tranverse energy,”. ATL-PHYS-PUB-2009-016.
- [c4] **ATLAS Liquid Argon Back End Electronics Group** Collaboration, “The ROD demonstrator for the larg calorimeters,” *Atlas Note* (2000) . ATL-COM-LARG.
- [c5] **ATLAS** Collaboration, I. Aracena *et al.*, “Data preparation for the high-level trigger calorimeter algorithms,”. ATL-PHYS-PUB-2009-027.
- [c6] M. Aourousseau, A. Bazan, R. Lafaye, and S. Laplace, “Validation of the LAr calorimeter DSP physics code,” *Atlas Note* (2010) . To be published.
- [c7] B. Kehoe *et al.*, “The liquid argon calorimeters online monitoring,” *Atlas Note* (18 Apr 2005) . ATL-LARG-INT-2005-002.
- [c8] J. Colas *et al.*, “Crosstalk in the ATLAS electromagnetic calorimeter,” *Atlas Note* (29 Oct 1999) . ATL-LARG-2000-004.
- [c9] M. Aleksa *et al.*, “ATLAS combined testbeam : Computation and validation of the electronic calibration constants for the electromagnetic calorimeter,” *Atlas Note* (18 Apr 2006) . ATL-LARG-PUB-2006-003.
- [c10] M. Cooke *et al.*, “In situ commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons,” *Atlas Note* (27 Nov 2007) . ATL-LARG-PUB-2007-013.
- [c11] R. Lafaye, S. Laplace, and J.-B. de Vivie, “Calorimeter - Tracker alignment using cosmic muons,” *Atlas Note* (2010) . To be published.
- [c12] P. Nath *et al.*, “The Hunt for New Physics at the Large Hadron Collider,” [arXiv:1001.2693 \[hep-ph\]](#).



- [c13] R. Lafaye, T. Plehn, and D. Zerwas, “SFitter : Susy parameter analysis at LHC and LC,”.
- [c14] R. Lafaye, T. Plehn, and D. Zerwas, “Susy parameter determination,” *ECONF C0508141* (2005) ALCPG0607. Invited talk at 2005 International Linear Collider Physics and Detector Workshop and 2nd ILC Accelerator Workshop, Snowmass, Colorado.
- [c15] M. Rauch, R. Lafaye, T. Plehn, and D. Zerwas, “SFitter : Reconstructing the mssm lagrangian from LHC data,”. 15th International Conference on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions (SUSY07), Karlsruhe, Germany, 26 Jul - 1 Aug 2007.
- [c16] **ILC** Collaboration, T. Behnke, (Ed. ) *et al.*, “ILC Reference Design Report Volume 4 - Detectors,”.
- [c17] **ILC** Collaboration, G. Aarons *et al.*, “ILC Reference Design Report Volume 2 : Physics at the ILC,”.
- [c18] **ILC** Collaboration, J. Brau, (Ed. ) *et al.*, “ILC Reference Design Report Volume 1 - Executive Summary,”.
- [c19] **LHC/LC Study Group** Collaboration, G. Weiglein *et al.*, “Physics interplay of the LHC and the ILC,” *Phys. Rept.* **426** (2006) 47–358.
- [c20] M. Consonni and R. Lafaye, “Higgs searches in cascade decays of susy particles in minimal sugra models,” *Atlas Note* (23 Nov 2007) . ATL-COM-PHYS-2007-093.

## d Références

- [d1] B. Aubert *et al.*, “Rd3 collaboration,” *CERN DRDC/90-31* (1990) .
- [d2] E. Shibamura *et al.*, “Drift velocities of electrons, saturation characteristics of ionization and w-values for conversion electrons in liquid argon, liquid argon-gas mixtures and liquid xenon,” *Nucl. Instrum. Meth.* **131** (1975) 249–258.
- [d3] V. Radeka and S. Rescia, “Speed and noise limits in ionization chamber calorimeters,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A265** (1988) 228–242.
- [d4] **RD3** Collaboration, B. Aubert *et al.*, “Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an ‘accordion’ geometry,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A309** (1991) 438–449.
- [d5] B. Aubert *et al.*, “Performance of a liquid argon accordion calorimeter with fast readout,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A321** (1992) 467–478.

- [d6] B. Aubert *et al.*, “Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with a cylindrical accordion geometry,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A325** (1993) 116–128.
- [d7] **RD3** Collaboration, D. M. Gingrich *et al.*, “Performance of a large scale prototype of the ATLAS accordion electromagnetic calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A364** (1995) 290–306.
- [d8] **ATLAS** Collaboration, Z. Ajaltouni *et al.*, “Results from a combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A387** (1997) 333–351.
- [d9] **RD3** Collaboration, D. M. Gingrich *et al.*, “Performance of an endcap prototype of the atlas accordion electromagnetic calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A389** (1997) 398–408.
- [d10] M. L. Andrieux *et al.*, “Construction and test of the first two sectors of the ATLAS barrel liquid argon presampler,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A479** (2002) 316–333.
- [d11] A. Papoulis, *Signal Analysis*. McGraw-Hill Companies, May, 1977.
- [d12] W. E. Cleland and E. G. Stern, “Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A338** (1994) 467–497.
- [d13] F. Henry-Coüannier and E. Monnier, “ROD algorithm performances using the DSP TMS320C64x,” *Atlas Note* (05 Nov 2001) . ATL-LARG-2001-020.
- [d14] S. Simion, “Evaluating the TI C64x DSP for the Liquid Argon ROD,”. Private communications.
- [d15] **ATLAS** Collaboration, M. Aleksa *et al.*, “Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeters,” *JINST* **3** (2008) P06002.
- [d16] M. Aourousseau, J.-B. de Vivie, R. Caputo, J. Hobbs, M. Kado, S. Laplace, D. Tsybychev, and A. Yurkewicz.
- [d17] **D0** Collaboration, V. M. Abazov *et al.*, “Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1  $fb^{-1}$  of  $p\bar{p}$  collision data at  $\sqrt{s} = 1.96$ - TeV,” *Phys. Lett.* **B660** (2008) 449–457.
- [d18] **The CDF** Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, “Search for New Physics with a Dijet plus Missing Transverse Energy Signature in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV,” [arXiv:0912.4691 \[hep-ex\]](#).

- [d19] B. L. Roberts, “Status of the Fermilab Muon ( $g - 2$ ) Experiment,” [arXiv:1001.2898 \[hep-ex\]](#).
- [d20] **Muon G-2** Collaboration, G. W. Bennett *et al.*, “Final report of the muon E821 anomalous magnetic moment measurement at BNL,” *Phys. Rev.* **D73** (2006) 072003.
- [d21] A. Czarnecki and W. J. Marciano, “The muon anomalous magnetic moment : A harbinger for ‘new physics’,” *Phys. Rev.* **D64** (2001) 013014.
- [d22] H. Murayama and Y. Nomura, “Gauge mediation simplified,” *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 151803, [arXiv:hep-ph/0612186](#).
- [d23] **Heavy Flavor Averaging Group** Collaboration, E. Barberio *et al.*, “Averages of  $b$ –hadron and  $c$ –hadron Properties at the End of 2007,” [arXiv:0808.1297 \[hep-ex\]](#).
- [d24] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., “Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions,” *Astrophys. J.* **159** (1970) 379–403.
- [d25] V. C. Rubin, D. Burstein, W. K. Ford, Jr., and N. Thonnard, “Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, Sb, and SC rotation properties,” *Astrophys. J.* **289** (1985) 81.
- [d26] D. Clowe *et al.*, “A direct empirical proof of the existence of dark matter,” *Astrophys. J.* **648** (2006) L109–L113, [arXiv:astro-ph/0608407](#).
- [d27] D. Larson *et al.*, “Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-Derived Parameters,” [arXiv:1001.4635 \[astro-ph.CO\]](#).
- [d28] H. Goldberg, “Constraint on the photino mass from cosmology,” *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1419.
- [d29] J. R. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. A. Olive, and M. Srednicki, “Supersymmetric relics from the big bang,” *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 453–476.
- [d30] H. Miyazawa, “Baryon number changing currents,” *Progress of Theoretical Physics* **36** (Dec., 1966) 1266–1276.
- [d31] H. Miyazawa, “Spinor currents and symmetries of baryons and mesons,” *Phys. Rev.* **170** (June, 1968) 1586–1590.
- [d32] J. Wess and B. Zumino, “A Lagrangian Model Invariant Under Supergauge Transformations,” *Phys. Lett.* **B49** (1974) 52.
- [d33] A. Salam and J. A. Strathdee, “Supersymmetry and Nonabelian Gauges,” *Phys. Lett.* **B51** (1974) 353–355.

- [d34] S. Dimopoulos and H. Georgi, “Softly Broken Supersymmetry and SU(5),” *Nucl. Phys.* **B193** (1981) 150.
- [d35] G. R. Farrar and P. Fayet, “Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry,” *Phys. Lett.* **B76** (1978) 575–579.
- [d36] C. Athanasiou, C. G. Lester, J. M. Smillie, and B. R. Webber, “Distinguishing spins in decay chains at the Large Hadron Collider,” *JHEP* **08** (2006) 055.
- [d37] P. Meade and M. Reece, “Top partners at the LHC : Spin and mass measurement,” *Phys. Rev.* **D74** (2006) 015010.
- [d38] A. Alves, O. Eboli, and T. Plehn, “It’s a gluino,” *Phys. Rev.* **D74** (2006) 095010.
- [d39] J. M. Smillie and B. R. Webber, “Distinguishing Spins in Supersymmetric and Universal Extra Dimension Models at the Large Hadron Collider,” *JHEP* **10** (2005) 069.
- [d40] A. J. Barr, “Using lepton charge asymmetry to investigate the spin of supersymmetric particles at the LHC,” *Phys. Lett.* **B596** (2004) 205–212.
- [d41] B. C. Allanach *et al.*, “The Snowmass points and slopes : Benchmarks for SUSY searches,” *Eur. Phys. J.* **C25** (2002) 113–123, [arXiv:hep-ph/0202233](#).
- [d42] A. Djouadi, J.-L. Kneur, and G. Moultaka, “SuSpect : A Fortran code for the supersymmetric and Higgs particle spectrum in the MSSM,” *Comput. Phys. Commun.* **176** (2007) 426–455, [arXiv:hep-ph/0211331](#).
- [d43] M. Consonni, “Recherche du boson de Higgs dans les cascades de désintégration de particules supersymétriques avec le détecteur ATLAS au LHC,” *Thèse de Doctorat* (15 Jul 2008) . CERN-THESIS-2008-057.
- [d44] G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov, “micrOMEGAs 2.0.7 : A program to calculate the relic density of dark matter in a generic model,” *Comput. Phys. Commun.* **177** (2007) 894–895.
- [d45] **WMAP** Collaboration, D. N. Spergel *et al.*, “Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results : Implications for cosmology,” *Astrophys. J. Suppl.* **170** (2007) 377.
- [d46] M. Schumacher, “Investigation of the discovery potential for Higgs bosons of the minimal supersymmetric extension of the standard model (MSSM) with ATLAS,” [arXiv:hep-ph/0410112](#).

- [d47] B. C. Allanach, “SOFTSUSY : A C++ program for calculating supersymmetric spectra,” *Comput. Phys. Commun.* **143** (2002) 305–331.
- [d48] W. Beenakker *et al.*, “The Production of charginos / neutralinos and sleptons at hadron colliders,” *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3780–3783.
- [d49] W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira, and P. M. Zerwas, “Stop production at hadron colliders,” *Nucl. Phys.* **B515** (1998) 3–14.
- [d50] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, and P. M. Zerwas, “Squark and gluino production at hadron colliders,” *Nucl. Phys.* **B492** (1997) 51–103.
- [d51] A. Djouadi, M. M. Muhlleitner, and M. Spira, “Decays of Supersymmetric Particles : the program SUSY-HIT (SUSpect-SdecaY-Hdecay-InTerface),” *Acta Phys. Polon.* **B38** (2007) 635–644.
- [d52] F. James and M. Roos, “Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations,” *Comput. Phys. Commun.* **10** (1975) 343–367.
- [d53] A. Hocker, H. Lacker, S. Laplace, and F. Le Diberder, “A New approach to a global fit of the CKM matrix,” *Eur. Phys. J.* **C21** (2001) 225–259.
- [d54] D. M. Pierce, J. A. Bagger, K. T. Matchev, and R.-j. Zhang, “Precision corrections in the minimal supersymmetric standard model,” *Nucl. Phys.* **B491** (1997) 3–67.
- [d55] T. Fritzsche and W. Hollik, “One-loop calculations for SUSY processes,” *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **135** (2004) 102–106.
- [d56] W. Oller, H. Eberl, and W. Majerotto, “Full one-loop corrections to neutralino pair production in  $e^+ e^-$  annihilation,” *Phys. Lett.* **B590** (2004) 273–283.
- [d57] H. E. Haber, R. Hempfling, and A. H. Hoang, “Approximating the radiatively corrected Higgs mass in the minimal supersymmetric model,” *Z. Phys.* **C75** (1997) 539–554.
- [d58] G. Degrandi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich, and G. Weiglein, “Towards high-precision predictions for the MSSM Higgs sector,” *Eur. Phys. J.* **C28** (2003) 133–143.
- [d59] M. Frank *et al.*, “The Higgs boson masses and mixings of the complex MSSM in the Feynman-diagrammatic approach,” *JHEP* **02** (2007) 047.